

**Untersuchung der elastischen und inelastischen
Streuung schneller Neutronen an den Kernen
24 Magnesium und 28 Silizium**

von

Gerhard Joppich

aus

Luckenwalde/Mark Brandenburg

1974

1974 № 94

**Untersuchung der elastischen und inelastischen
Streuung schneller Neutronen an den Kernen
24 Magnesium und 28 Silizium**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Gerhard Joppich
aus
Luckenwalde/Mark Brandenburg

Als Dissertation genehmigt von der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 7. Febr. 1974

Dekan: Prof. Dr. J. Christiansen

Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. A. Hofmann

Berichterstatter: Prof. Dr. E. Finck

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Einleitung

I Durchführung des Experiments

- A Allgemeine Überlegungen im Hinblick auf einen optimalen Aufbau
- B Aufbau des Experiments
 - 1. Geometrische Anordnung
 - 2. Aufbau der Targetkammer
 - 3. Aufbau der Abschirmungen
 - 4. Aufbau der Detektoren
 - 5. Aufbau der Elektronik
 - 6. Form und Montage der Streutargets
- C Meßergebnisse
 - 1. Flugzeitspektren
 - 2. Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte

II Diskussion der Messungen

- A Optische-Modell-Analysen
- B CC- und DWBA-Analysen für Reaktionen des Typs $A(n,n') A$.
- C CC-Analysen bei ^{24}Mg und ^{28}Si
- D DWBA-Analysen der Neutronenstreuung an ^{24}Mg (bzw. ^{28}Si) und Vergleich der CC- mit der DWBA-Methode bei der Beschreibung der Neutronen- und Protonenstreuung an ^{24}Mg .
- E Diskussion der erhaltenen Deformationsparameter.

III Anhang

=====

- A Einjustierung der experimentellen Anordnung und Ermittlung der charakteristischen Größen
 - 1. Ermittlung der räumlichen Lage des korrespondierenden Neutronenkegels.
 - 2. Ermittlung der optimalen Deuteroneneinschußenergie- und Stromstärke.
 - 3. Ermittlung der Winkelunschärfe der Anordnung
 - 4. Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronendetektors
 - 5. Ermittlung des Energie- bzw. Zeitauflösungsvermögens der Anordnung.
- B Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Fehler
 - 1. Berechnung der Apertur der Blendenanordnung in der Targetkammer und des Strahlprofils des korrespondierenden Neutronenkegels.
 - 2. Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Neutronenabsorption im Streuer.
 - 3. Fehlerdiskussion und Korrekturen

Zusammenfassung:

An der Erlanger 14-MeV-Neutronenquelle wurden differentielle Wirkungsquerschnitte an den Kernen $^{24}\text{-Magnesium}$ und $^{28}\text{-Silizium}$ gemessen. Zur Trennung von elastisch und inelastisch gestreuten Neutronen diente die Flugzeitmethode unter Verwendung der assoziierten Alfateilchen. Die gemessenen Daten wurden mit Hilfe der "Methode der gekoppelten Kanäle" (CC-Methode), sowie der "Methode der distorted wave Born approximation" (DWBA-Methode) analysiert.

Die Analyse erfolgte im Modell des axialsymmetrischen Rotators. Die CC-Rechnungen wurden mit einer $0^+ - 2^+$ -Kopplung durchgeführt. Eine Ankopplung des 4^+ -Zustandes zeigte praktisch keinen Einfluß. Als Quadrupoldeformationsparameter ergaben sich die Werte $+0.63$ für Magnesium und $+0.45$ für Silizium. In die Diskussionen wurden auch Ergebnisse aus der Streuung geladener Teilchen mit einbezogen.

Einleitung

Die Streuung von geladenen Teilchen an Atomkernen ist in vielen Arbeiten ausführlich untersucht worden. Demgegenüber existieren nur wenige Arbeiten, die sich mit der Streuung schneller Neutronen befassen. Das liegt an den erheblichen experimentellen Schwierigkeiten, die bei der Messung der Neutronenstreuung auftreten und die oft zu großen Unsicherheiten der Meßergebnisse führen.

Die Analyse der inelastischen Streuung im Rahmen kollektiver Kernmodelle liefert Werte für die Deformationsparameter (1,2). Es wäre wünschenswert, genauere Neutronenstreudaten in die Systematik der bisherigen Analysen einzubeziehen, vor allem, weil sich wegen des Fehlens von Coulombeffekten echte Massendeformationsparameter ergeben müßten.

Bei den meisten der bisherigen Arbeiten über Neutronenstreuung wurde die Flugzeitmethode (3,4) verwendet. Zur Analyse der Wirkungsquerschnitte diente i. a. die Methode der: "distorted wave Born approximation" (DWBA) und in (9) auch die Methode der "coupled channels" (CC). Wegen der Ungenauigkeit der Meßdaten in diesen Arbeiten ist jedoch anzunehmen, daß die angegebenen Modellparameter mit beträchtlichen Unsicherheiten behaftet sind.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die experimentellen Daten exakter zu bestimmen. Dazu wurde eine gegenüber den genannten Arbeiten verbesserte Meßanordnung aufgebaut. Sie zeichnet sich besonders durch eine Verbesserung der Winkelgenauigkeit, des Energieauflösungsvermögens und der geometrischen Anordnung aus, die eine Berücksichtigung der Neutronenabsorption und Mehrfachstreuung im Streuer ermöglichte.

Die so gewonnenen experimentellen Daten sollten Aufschluß geben über die Leistungsfähigkeit der einschlägigen Reaktionsmodelle DWBA und CC und außerdem genauere Werte für die Modellparameter liefern.

I Durchführung des Experiments

=====

A Allgemeine Überlegungen im Hinblick auf einen optimalen experimentellen Aufbau

In der vorliegenden Arbeit sollten die Winkelverteilungen von Neutronen nach elastischer und inelastischer Streuung an den Kernen ^{24}Mg und ^{28}Si gemessen werden. Da der erste angeregte Zustand von ^{24}Mg bei ca. 1,28 MeV und von ^{28}Si bei ca. 1,78 MeV liegt, muß die Apparatur ein Energieauflösungsvermögen von ca. 600 keV im Bereich von 14 MeV besitzen, wenn man die elastisch von den inelastisch gestreuten Neutronen noch gut trennen will. Das verlangt bei einer Flugstrecke von ca. 5 m ein Zeitauflösungsvermögen der Flugzeitapparatur von ca. 2 ns.

Das Zeitauflösungsvermögen einer Flugzeitapparatur wird wesentlich von der Größe und Form des Neutronen-Nachweisszintillators beeinflusst. Die Zeitunschärfe des Detektors kommt zustande durch die endliche Laufzeit, die das Neutron zur Durchquerung des Szintillators benötigt. Da die elektronische Zeitabnahme und die Abmessungen des Streutargets zusammen schon zu einer Zeitunschärfe von ca. 1,0 bis 1,5 ns führen, darf die durch den Szintillator verursachte Zeitunschärfe den Wert 0,5 ns nicht wesentlich überschreiten, was bei Neutronenenergien von ca. 15 MeV einer Szintillatordicke von ca. 2,5 cm entspricht.

Um trotz der geringen Dicke noch ein hinreichend großes Zählervolumen zu bekommen, mußte der Szintillator als quadratische Platte mit ca. 25 cm Kantenlänge ausgebildet werden. Eine wesentlich größere Kantenlänge ist aus optischen Gründen nicht ratsam (5). Die Szintillatorplatte wurde mit einem Plexiglaslichtleiter an den verwendeten

XP - 1040 - Photomultiplier optisch angepaßt.

Wegen der Größe und des Gewichts des Neutronennachweisdetektors und seiner Abschirmung konnte die Winkelverteilung nicht mehr wie üblich gemessen werden, indem der Zähler um das räumlich feste Streutarget "herumgefahren" wird. Stattdessen wurde die mit dem Streuer über einen Aluminiumarm starr verbundene Targetkammer gedreht, während der Neutronendetektor einen festen Standort inne hatte.

B Aufbau des Experiments

1. Geometrische Anordnung

Die Neutronen werden nach der Reaktion ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$ erzeugt; die Deuteronen liefert ein elektrostatischer 300 kV-Beschleuniger. In einem Analysiermagneten wird der zunächst horizontal verlaufende Deuteronenstrahl senkrecht nach oben in die 1. Stockwerk höher gelegene Targethalle abgelenkt. Dort trifft er in ca. 1,5 m Abstand vom Fußboden unter einem Winkel von 45° auf das Tritiumfestkörpertarget. Unter 90° zur Deuteronenstrahlrichtung, der aktiven Seite des Tritiumtargets voll zugewandt, befindet sich in gleicher Höhe der α -Detektor. Dieser liefert zu jedem Neutron, das das Tritiumtarget in (zum α -Det.) entgegengesetzter Richtung verläßt, ein Startsignal, da Neutron und korrespondierendes α -Teilchen unter einem Winkel von ca. 180° auseinander fliegen. Auf der Achse des durch den α -Detektor definierten Kegels ausgeblendeter Neutronen sitzt nahe am Tritiumtarget der Streuer, von dem ein Teil der gestreuten Neutronen in den Neutronennachweisdetektor gelangt und dort ein Stoppsignal auslöst. Auf diese Weise ist es möglich, die Flugzeit des am Streuer getreuten Neutronen und damit ihre Energie zu messen. Um zu verhindern, daß Neutronen vom Tritiumtarget direkt in den Detektor gelangen können, wird nahe am Tritiumtarget ein Abschirmkonus aufgebaut. Bild 1 zeigt den geometrischen Versuchsaufbau schematisch in Seitenansicht, Bild 2 in Draufsicht.

Der Alfadetektor und das Tritiumtarget sind in einer licht- und vakuumdichten Targetkammer untergebracht, die um die Achse des einfallenden Deuteronenstrahls ge-

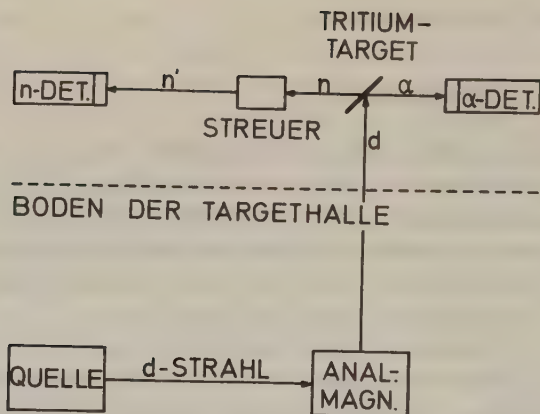


Bild 1. Geometrischer Versuchsaufbau (schematisch) in Seitenansicht

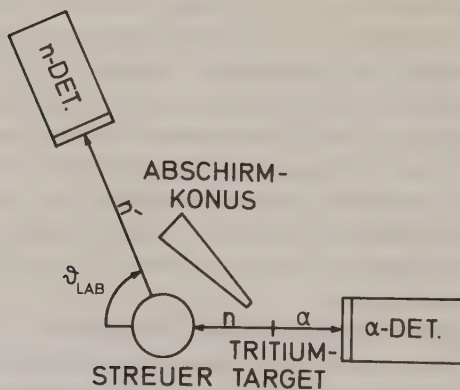


Bild 2. Geometrischer Versuchsaufbau (schematisch) in Draufsicht

dreht werden kann. Das Streutarget ist über einen Aluminiumarm starr mit derselben verbunden. Durch Drehen der Kammer kann so der Streuwinkel ϑ_{LAB} (zwischen den auf das Streutarget auftreffenden und in den Neutronendetektor getreten Neutronen) variiert werden.

2. Aufbau der Targetkammer

Bild 3 zeigt das Äußere der Targetkammer. Konstruktionseinheiten sind aus Bild 4 ersichtlich.

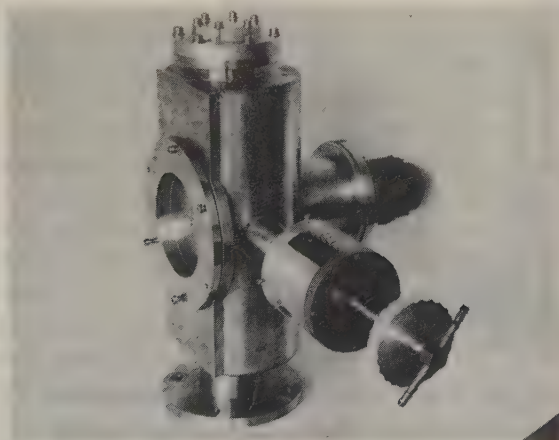


Bild 3. Außenansicht der Targetkammer

Die um die Deuteronenstrahlrichtung drehbare Targetkammer besteht aus einem zylindrischen Körper von ca. 30 cm Höhe und kreissegmentartiger Grundfläche (Ra-

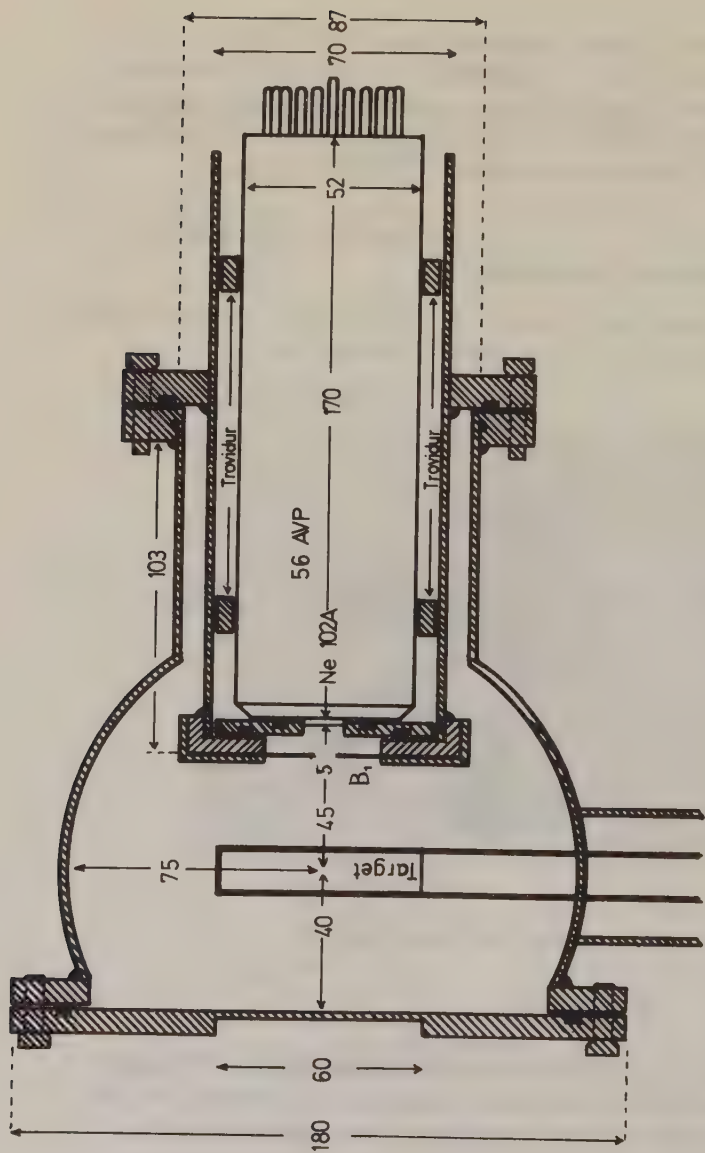


Bild 4: Konstruktionszeichnung der Targetkammer. (Die in der vorliegenden Arbeit benützte Elende B₁ vor dem α-Detektor hatte einen Durchmesser von 5 mm.)

dus = 6 cm). An die Grundfläche ist zentrisch über ein 5 cm langes Rohr ein NW 65 - Normflansch angeschweißt, über den die Kammer an das Vakuumsystem des Beschleunigers angeschlossen wird. Auf der Deckfläche ist ebenfalls zentrisch ein Flanschanschluß angeschweißt, auf dem ein mit einem Quarzfenster ausgestatteter Endflansch isoliert aufmontiert ist. Dadurch wird eine optische Justierung der Kammer in Bezug auf den Deuteronenstrahl ermöglicht.

In der Mitte der ebenen Mantelfläche, die sich in etwa 2 cm Abstand von der Kammerlängsachse befindet, ist ein weiterer Flanschanschluß mit einem ungefähren Lochkreisdurchmesser von 12 cm angebracht. Der zugehörige Verschußdeckel ist auf einen Durchmesser von ca. 8 cm angesenkt und besitzt dort eine Wandstärke von nur 1 mm. Er wird "auf Passung" in die Kammer eingesetzt und dient als Neutronenaustrittsfenster. Der Öffnungswinkel des Kegels ausgeblendeter korrespondierender Neutronen ist so klein, daß nur die materialarme 1 mm starke Innenfläche des Kammerverschlusses von diesen Neutronen getroffen wird, so daß dort praktisch keine Streuung stattfindet.

Dem Neutronenaustrittsfenster direkt gegenüber auf der runden Mantelfläche der Kammer sitzt der Anschluß für α -Detektor auf einem 15 cm langen Rohr von ca. 6 cm Durchmesser. Er ist für den Einbau eines 56 - AVP - Photomultipliers mit Plastiksintillator vorgesehen. Der Plastiksintillator (Durchmesser = 10 mm) befindet sich, durch eine 0,4 μ dicke Nickelfolie vor Licht geschützt, im Vakuum, während der Photomultiplier außen angebracht ist.

Zum Detektoranschluß um 90° versetzt, sitzt in gleicher Höhe der Anschluß für den Targetstab mit der Halterung

für das Tritiumtarget. Die Targetstabhalterung besteht im wesentlichen aus einer Längsführung. So ist es möglich, durch einfaches Verschieben des Stabes, den "Brennfleck" auf dem Tritiumtarget zu verändern, ohne einen Targetwechsel vornehmen zu müssen *). Das ist wichtig, weil sich andernfalls die geometrische Anordnung zwischen Tritiumtarget und α -Detektor verändern könnte und damit die räumliche Lage des ausgeblendeten Neutronenkegels verändert würde.

Ferner befindet sich an der Targetstabhalterung eine Vorrichtung, die es ermöglicht, das Tritiumtarget stets auf einen Winkel von 45° zur Deuteronenstrahlrichtung einzustellen. Das ist notwendig, um das Profil des ausgeblendeten korrespondierenden Neutronenkegels festzuhalten.

Dieses Profil wird durch die vor dem Alfaszintillator befindliche Lochblende B_1 (Durchmesser = 5,0 mm, Abstand zum Tritiumtarget = 34,0 mm) und die gleichgroße Kammer-eintrittsblende B_2 bestimmt. Das ist aus der schematischen Darstellung in Bild 5 ersichtlich.

Bei einer Deuteroneneinschußenergie von etwa 120 keV ist die Achse des korrespondierenden Neutronenkegels zu der des " α -Kegels" um 8° nach oben geneigt. Durch Verschieben der Blende B_1 nach oben wurde aber erreicht, daß die Kegelachse parallel zum Boden der Targethalle verlief, so daß die Reaktionsebene parallel zum Fußboden lag und der Neutronendetektor bei der Aufnahme der Winkelverteilung nicht mehr in der Höhe verstellt zu werden brauchte.

*) Der Brennfleck auf dem Tritiumtarget mußte ca. alle 8 Stunden verändert werden, weil sich das Tritiumtarget schnell verbrauchte.

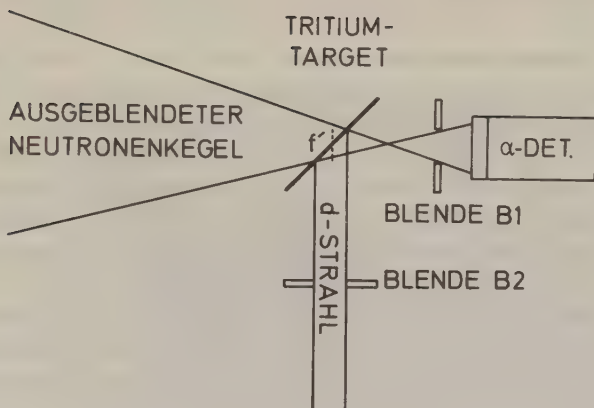


Bild 5. Strahlengang in der Targetkammer (schematisch)

3. Aufbau der Abschirmungen

Während der Messungen ist der Neutronendetektor einer starken Bestrahlung durch Neutronen ausgesetzt, die auf direktem Wege vom Tritiumtarget in den Detektor gelangen. Sie stammen zwar nicht aus dem ausgeblendeten Kegel korrespondierender Neutronen, rufen aber sehr viele "Untergrundereignisse" hervor. Deshalb müssen sie abgeschirmt werden. Das geschieht durch einen Konus, der aus mehreren Messingzylindern wachsenden Durchmessers und abnehmender Länge zusammengesetzt ist (5). Seine Länge

beträgt insgesamt etwa 1,5 m. An seiner dem Detektor zugewandten Seite schließt sich eine 10 cm dicke Bleiziegelschicht und daran noch eine ca. 50 cm dicke Paraffinschicht an. Diese Anordnung bewirkt, daß die 14 - MeV - Neutronen im Metall zunächst durch (n, n') - Prozesse Energie verlieren um dann anschließend im Paraffin weiter gebremst zu werden. Durch diese Maßnahmen konnten die Untergrundereignisse, die von den direkten Neutronen verursacht wurden, bis auf einen Rest von ca. 5 %, der von der allgemeinen Raumuntergrundstrahlung herrührt, beseitigt werden. Um auch diesen klein zu halten, wurde der Detektor bei einer Flugstrecke von 5 m in ein Bleigehäuse von 10 cm Wandstärke gestellt; bei einer Flugstrecke von 7,5 m wurde der Detektor in einer Aussparung der Targethallenwand untergebracht.

4. Aufbau der Detektoren

Sowohl der Neutronen- als auch der Alfadetektor bestehen jeweils aus einer Kombination: Photomultiplier + schneller Plastiksziintillator: (So) der Neutronendetektor aus einem XP - 1040 - Photomultiplier (der Fa. VALVO) und einem 25 cm x 25 cm x 3 cm großen Plastiksziintillator (Typ KL 236 der Firma KOCH LIGHT LABORATORIES), der mittels eines 20 cm langen Lichtleiters optisch an die Photokatode des Photomultipliers angepaßt wurde, der Alfadektor aus einem 56 - AVP - Photomultiplier (der Fa. VALVO) und einem 1 mm starken, 10 mm breiten Kreisscheibchen eines Plastiksziintillators (Typ NE 102 A der Firma NUCLEAR ENTERPRISES), das auf der Mitte des Photomultiplier-Eintrittfensters mit Siliconöl aufgeklebt wurde. Szintillator und Lichtleiter des Neutronendetektors wurden mit einer Emulsion aus TiO_2 (Streureflexion) bestrichen, um zu verhindern, daß durch reguläre Reflexionen in

Lichtleiter und Plastikszintillator die Photokatode des XP-1040 ungleichmäßig ausgeleuchtet wird (6).

Bild 6 zeigt die Außenansicht des Neutronendetektors.

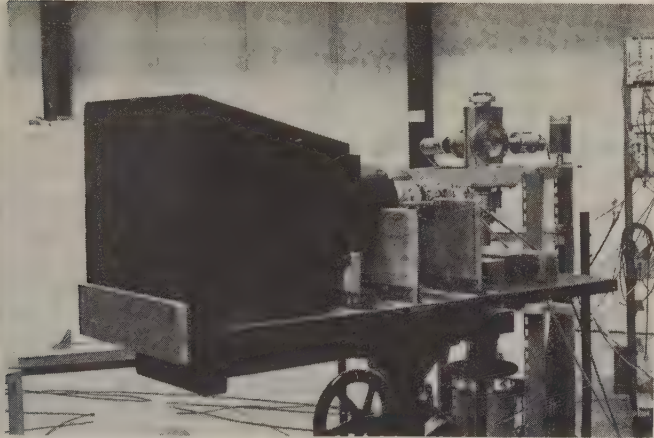


Bild 6. Außenansicht des Neutronendetektors

5. Aufbau der Elektronik

Der elektronische Aufbau ist in Blockschaltbild 7 dargestellt. Das Start- bzw. Stoppsignal liefert jeweils eine Photomultiplierbasis, die das Zeitsignal nach dem "constant fraction of pulse height triggering"-Verfahren von den Photomultiplierausgangsimpulsen entnimmt (Modell 271 der Firma ORTEC). Die von den Alfsenteilchen abgeleiteten Zeitsignale werden auf den Stopeingang eines "Zeit-

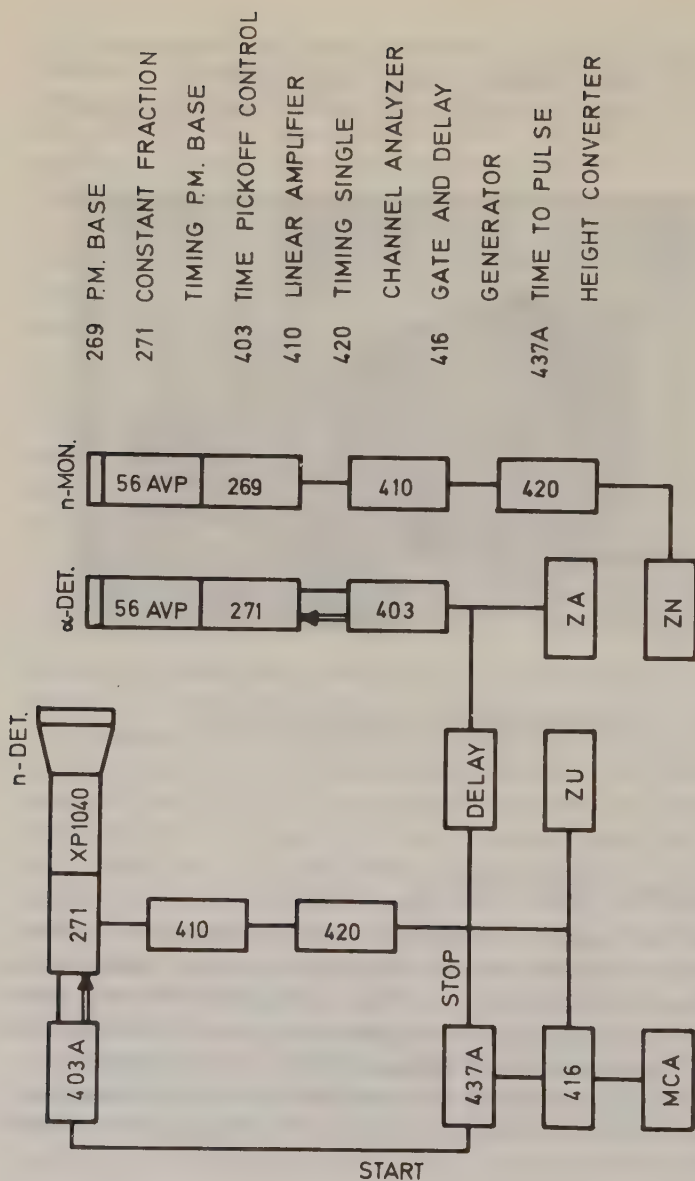


Bild 7: Blockschaltbild des elektronischen Aufbaues (die angegebenen Zahlen beziehen sich auf die Typenbezeichnung der Firma ORTEC für ihre Geräte).

zuamplitudenwandler" (Typ 437 A der Firma ORTEC), die von den Neutronen abgeleitet auf den Starteingang desselben gegeben).

Der aus dem Linearverstärker (Typ 410 der Fa. ORTEC) dem Einkanalanalysator (Typ 420 der Fa. ORTEC) und der linearen Torstufe (Typ 416 der Fa. ORTEC) bestehende Zweig am Energieausgang des Neutronendetektors dient zur Unterdrückung kleinerer, hauptsächlich von Gammaquanten erzeugten Impulsen.

Mit dem Zähler ZU wird die gesamte vom Vielkanalanalysator registrierte Zählrate kontrolliert; der 2-MHz-Zähler ZA (Typ 601 der Firma BORER) dient zur Normierung der Messung auf die Gesamtzahl registrierter Alfadeilchen.

Zur Kontrolle des Neutronenflusses wird in ca. 50 cm Abstand zum Tritiumtarget ein Neutronenmonitor aufgebaut, der aus einer Kombination: Plastiksintillator + Photomultiplier bestand. Die "Energieschwelle" des Einkanalanalysators wurde relativ hoch gesetzt, sodaß nur die das Tritiumtarget verlassenden hochenergetischen Neutronen registriert wurden.

6. Form und Montage der Streutargets

Da die Winkelverteilungen elastisch gestreuter Neutronen ausgeprägte Diffraktionsstrukturen zeigen, ist es günstig, dem Streuer eine möglichst "abgerundete" Form zu geben: Durch Kanten und Ecken können infolge von Selbstabsorption ge-

streuter Neutronen im Target Strukturen in der Winkelverteilung vorgetauscht werden. Als am günstigsten (7) erweist sich ein zylindrischer Streukörper mit kreisförmiger Grundfläche, der aufrecht in die Mitte des Neutronenkegels gestellt wird.

Um den Untergrund während der Messung möglichst klein zu halten, ist es sinnvoll, die räumliche Lage und Größe des Streutargets so zu wählen, daß es im wesentlichen den gesamten Raumwinkel überdeckt, den der korrespondierende Neutronenkegel in Anspruch nimmt. In diesem Fall hängt die Reaktionsausbeute praktisch nicht mehr vom Abstand: Streuer-Tritiumtarget ab, sondern nur noch vom Durchmesser und der Höhe des Streuers. Bei Werten von ca. 8 bis 10 cm ergeben sich hinreichend kleine statistische Meßfehler bei erträglichen Meßzeiten für beide Substanzen.

Die Wahl des Abstands: Streuer-Tritiumtarget hängt hauptsächlich davon ab, bis zu welchen Winkeln in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung man noch messen will. Bei zu kleinem Abstand wird der Streuer unter kleinen Vorwärtswinkeln und großen Rückwärtswinkeln vom Abschirmkonus des Neutronendetektors verdeckt (vgl. Bild 2). Andererseits darf der Abstand auch nicht allzu groß gewählt werden, da dann der Streuer nur noch einen Teil des korrespondierenden Neutronenkegels einnimmt. Der für uns günstigste Abstand betrug ca. 50 cm; so konnte noch unter einem Winkel $\vartheta_{LAB} \approx 20^\circ$ gemessen werden.

Der zur Montage der Streuer an der Targetkammer angebrachte 60 cm lange Aluminiumarm erstreckte sich ca. 10 cm unterhalb des korrespondierenden Neutronenkegels in Achsenrichtung, schneidet also den Neutronenkegel nicht.

Die Streuer sind mit ihrer Unterseite auf kleine Reiter aufgeschraubt, die auf dem Montagearm sitzen, auf ihm verschoben und arretiert werden können.

C Meßergebnisse

1. Flugzeitspektren

In Bild 8 und Bild 9 sind Neutronenflugzeitspektren aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ bzw. $^{28}\text{Si}(n,n')^{28}\text{Si}$ zu sehen. Die Streuwinkel (im Laborsystem) betragen 37° bzw. $47,5^\circ$. Es wurden nur einige typische statistische Fehler eingezeichnet. Die Meßzeiten betrugen jeweils ca. 8 Stunden. Die Flugstrecken waren in beiden Fällen etwa 7,5 m lang.

Die linke etwas kleinere Flugzeitlinie bezeichnet jeweils die am ersten angeregten Zustände der Kerne ^{24}Mg bzw. ^{28}Si in elastisch gestreuten Neutronen, die rechte die elastisch gestreuten. Beide Neutronengruppen sind deutlich getrennt. Das erreichte Zeitauflösungsvermögen betrug unter Vorwärtswinkeln 1,5 ns bis 2 ns (was einem Energieauflösungsvermögen von ca. 300 keV bis 400 keV bei einer Flugstrecke von 7,5 m entspricht). Dieser relativ gute Wert ergab sich ~~nur~~ durch die spezielle Form des Neutronsziintillators (vgl. I,B,4) und eine besonders sorgfältige Justierung der Meßanordnung (vgl. Anhang). Dadurch und durch eine hinreichend große Neutronenflugstrecke gelang es, die interessierenden "Flugzeitlinien" so weit zu trennen, daß sie keiner Entfaltung mehr bedurften. Demgegenüber war in früheren Arbeiten (8,9), eine Trennung der inelastisch gestreuten von den elastisch gestreuten Neutronen wegen des schlechteren Energieauflösungsvermögens nur mithilfe einer Entfaltung möglich.

2. Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Die Bilder 10 u. 11 zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte der an den Kernen ^{24}Mg und ^{28}Si elastisch und in-

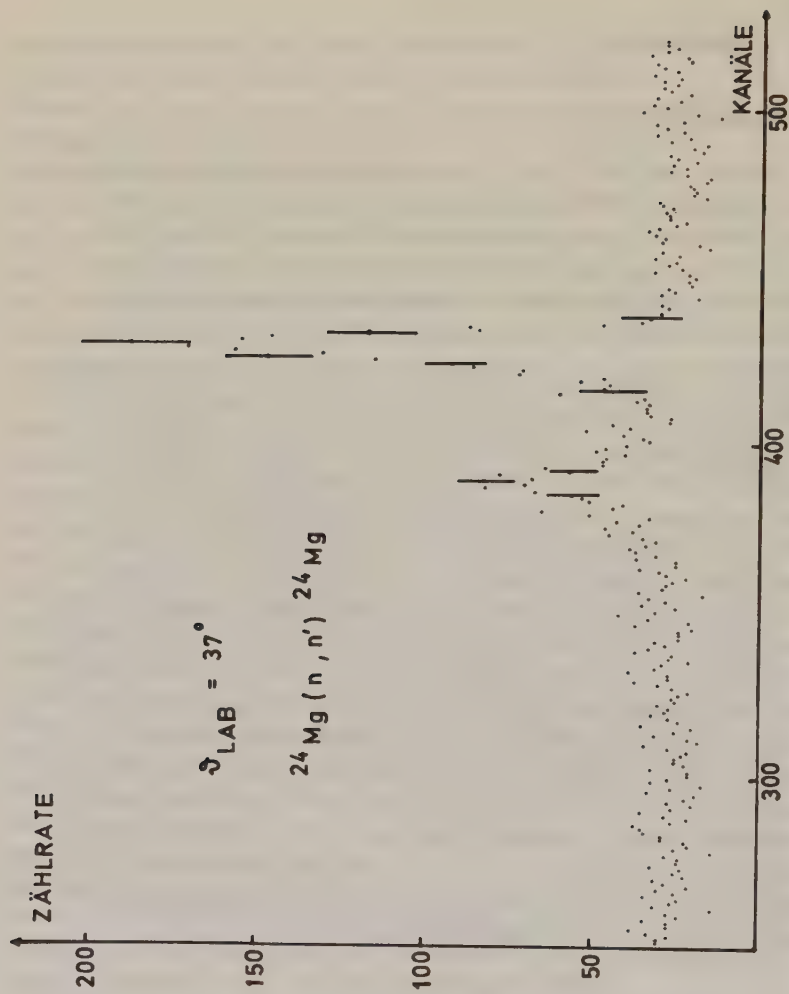


Bild 8: Flugzeitspektrum gestreuter Neutronen aus der Reaktion $^{24}\text{Mg} (n, n') ^{24}\text{Mg}$ unter einem Laborstreuwinkel von 37° . Die rechte Linie gehört zu den elastisch gestreuten, die linke zu den am ersten angeregten (2^+)-Zustand inelastisch gestreuten Neutronen.

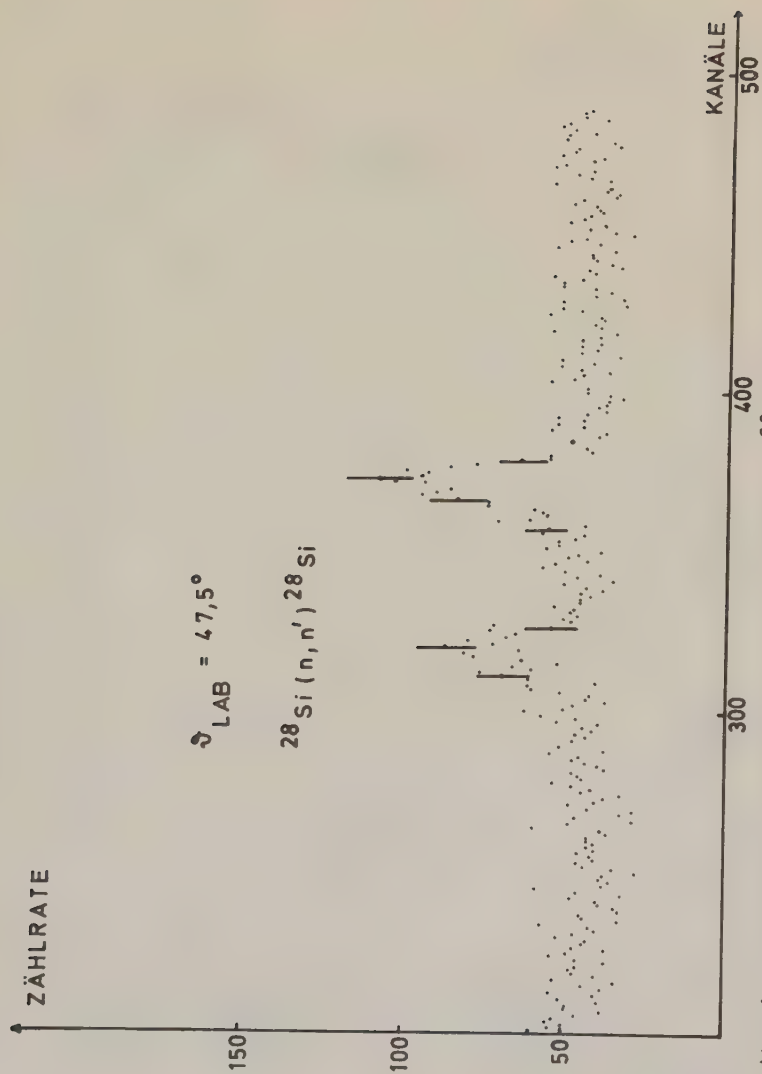


Bild 9: Flugzeitspektrum gestreuter Neutronen aus der Reaktion $^{28}\text{Si} (n, n') ^{28}\text{Si}$ unter einem Laborstreuwinkel von 37° . Die rechte Linie gehört zu den elastisch gestreuten, die linke zu den am ersten angeregten (2^+)-Zustand inelastisch gestreuten Neutronen.

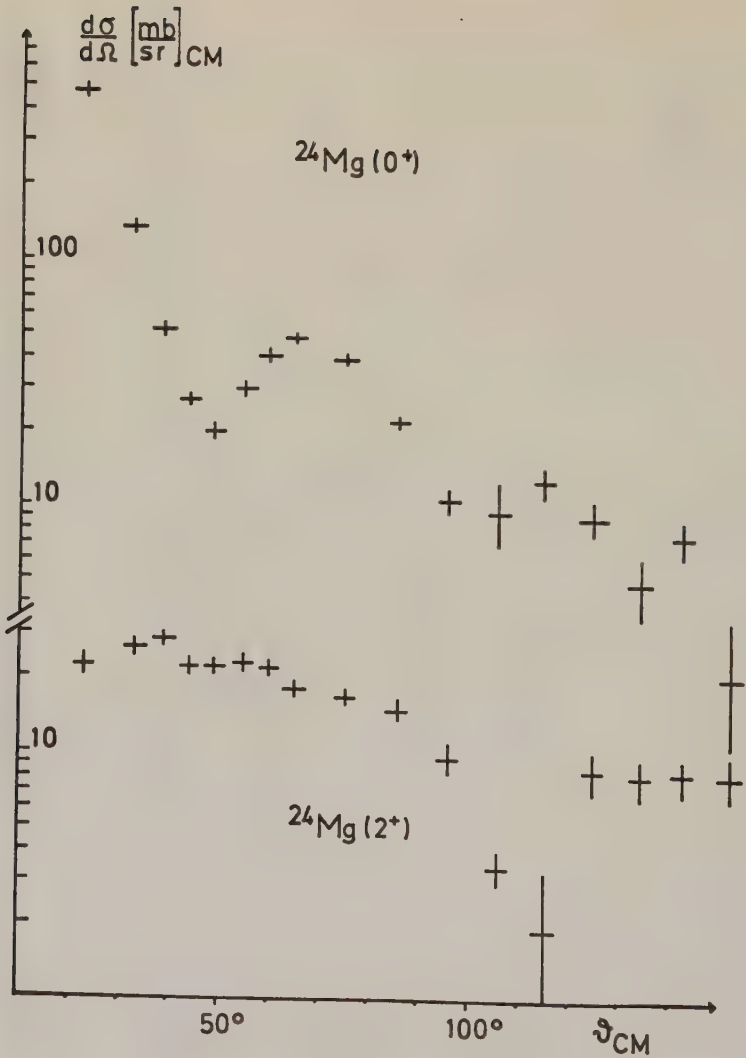


Bild 10: Elastische (oben) und inelastische $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ (unten) differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n,n')^{24}\text{Mg}$ bei $E_n = 14.1 \text{ MeV}$.

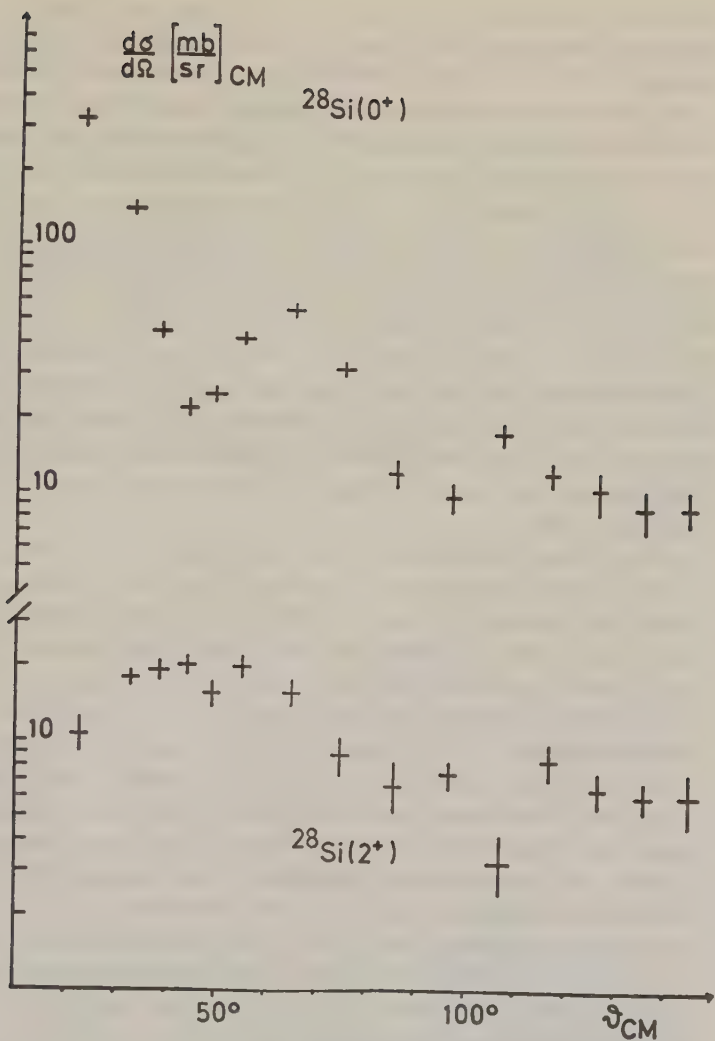


Bild 11: Elastische (oben) und inelastische (unten) differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{28}\text{Si}(n,n)^{28}\text{Si}$ bei $E_n = 14.1$ MeV.

elastisch gestreuten Neutronen. Sie wurden nach dem im Anhang erläuterten Verfahren aus den Flugzeitspektren berechnet.

Die erwarteten Diffraktionsstrukturen sind in den gezeigten elastischen Verteilungen deutlich sichtbar. Der Grund hierfür ist in dem hohen Winkelauflösungsvermögen der aufgebauten Meßapparatur zu suchen: Die Hälfte aller unter einem bestimmten Streuwinkel nachgewiesenen Ereignisse stammt aus einem Bereich von $\pm 2^\circ$ um diesen Streuwinkel, der bis auf ein Grad genau gemessen wurde (vgl. Anhang).

In den oben erwähnten Arbeiten (8,9) betrug die Winkelschärfe mehr als das Doppelte, so daß dort die Diffraktionsstruktur der elastischen Winkelverteilungen stark ausgeschmückt wurde. Dadurch können die aus den optischen Modellanalysen gewonnenen Parameter mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sein.

Bei der im Anhang beschriebenen Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde die Selbstabsorption der Neutronen im Streutarget und die Mehrfachstreuung berücksichtigt. Diese Effekte werden in den bisherigen Arbeiten praktisch nicht abgeschätzt, obwohl sie die Messungen erheblich beeinflussen. So wird man im allgemeinen als Folge der Selbstabsorption eine kleinere Zählrate gestreuter Neutronen bekommen, als der tatsächlichen Anzahl von Reaktionen bei konstanten Neutronenfluß im Streuer entspricht. Diese Abweichung hängt vom Streuwinkel ab: Unter Vorwärtswinkeln ist aufgrund des experimentellen Aufbaus die Selbstabsorption größer als unter Rückwärtswinkeln.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Selbstabsorption in einem bis auf 1 % genauen numerischen Verfahren korrigiert. Die Korrekturen betragen bis zu 30 %. (vgl. Anhang)

Bei der schwierigen Abschätzung der Mehrfachstreuung wurde auf Untersuchungen zurückgegriffen, die in (7) gemacht wurden. Dort wird gezeigt, daß ein in der Reaktionsebene

aufrecht stehender zylinderförmiger Streuer eine nur sehr wenig winkelabhängige Mehrfachstreuung bewirkt. Der ungefähre prozentuale Anteil der Mehrfachstreuung kann aus (7) entnommen werden. Deswegen wurden in der vorliegenden Arbeit ebenfalls zylinderförmige Streuer benützt.

Neben der Mehrfachstreuung mußten bei der Berechnung der elastischen Wirkungsquerschnitte auch die Beiträge der in den verwendeten Targets enthaltenen Isotope mit berücksichtigt werden, da unter den "elastischen Flugzeitlinien" alle elastisch gestreuten Neutronen liegen, die im Detektor nachgewiesen wurden. Bei der inelastischen Streuung brauchen wegen des guten Energieauflösungsvermögens der Anordnung die Beiträge anderer Isotope nicht berücksichtigt zu werden.

II. Diskussion der Messungen

=====

Die elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe des Programms JIB 3RE (34) im Rahmen des Optischen Modells analysiert. Mit den so erhaltenen Parametern des Optischen Modells wurden DWBA- bzw. CC-Rechnungen durchgeführt.

A Optische Modellanalysen

Das verwendete optischen Potential hat die Wood-Saxon-Form:

$$V = \frac{U_R}{1 + \exp(\frac{r-R_R}{a_R})} + i \cdot \frac{4W_D \cdot \exp(\frac{r-R_I}{a_I})}{(1 + \exp(\frac{r-R_I}{a_I}))^2} +$$

$$+ V_{SO} \cdot \ell \cdot \sigma \cdot \left(\frac{\hbar}{2Mc}\right)^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + \exp(\frac{r-R_S}{a_S})}$$

mit: $R_R = r_{0R} \cdot A^{1/3}$; $R_I = r_{0I} \cdot A^{1/3}$; $R_S = r_{0S} \cdot A^{1/3}$

Dabei bedeuten R_R , R_I , R_S die Radiusparameter und U_R die reale ^{Vol.}Potentialtiefe, W_D die imaginäre Oberflächenpotentialtiefe und V_{SO} die reale Spin-Bahn-Potentialtiefe. Es wurde, wie im vorliegenden Energiebereich üblich, mit Oberflächenabsorption und Thomasform des Spinbahnpotentials gerechnet. Dabei wurde bei beiden Kernen $R_R = R_I = R_S$ und $a_R = a_S$ gesetzt. Bei den Fitprozeduren wurde von Standardsätzen optischer Modellparameter ausgegangen, wie sie z.B. in (10) aufgeführt sind. Es wurden nur die Potentialtiefen R_R und W_D variiert, da es nicht sinnvoll erschien, zwischen benachbarten Kernen größere Variationen des Radiusparameters zuzulassen.

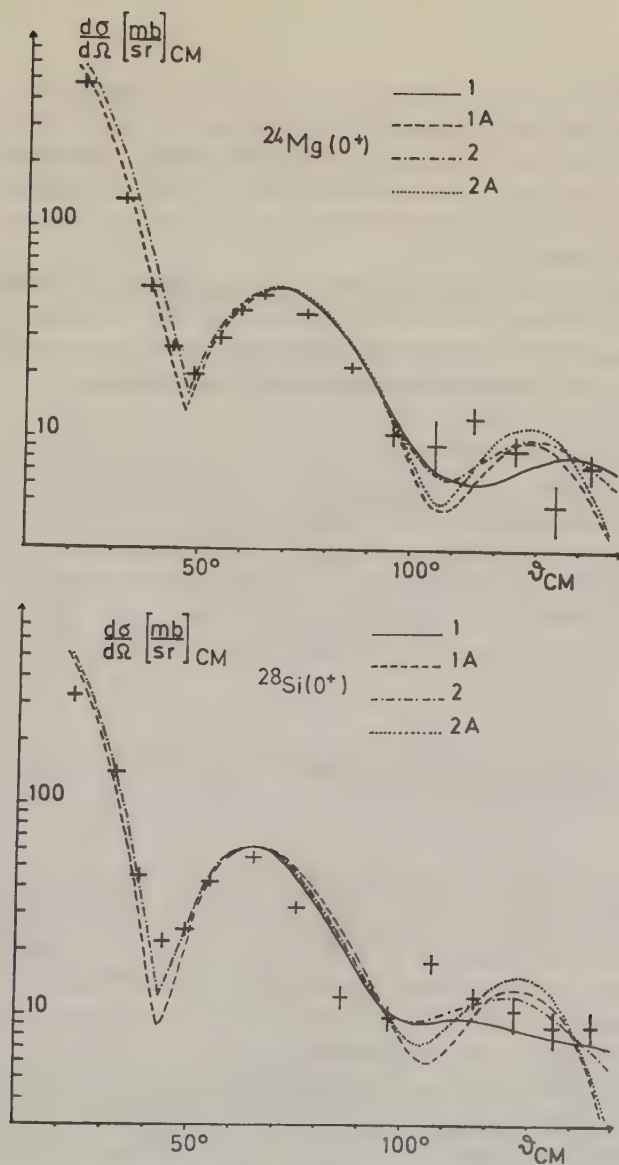


Bild 12: Optische-Modell-Fits zu den gemessenen elastischen Streuquerschnitten für ^{24}Mg und ^{28}Si . Die benützten Parametersätze finden sich in Tabelle 1.

Eine Variation der Diffusenness hatte nur geringe Auswirkungen auf den Verlauf der elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitte. Sie wurde daher ebenfalls konstant gehalten. Es ergab sich, daß der Verlauf der elast. diff. Wirkungsquerschnitte auf diese Weise hinreichend gut beschrieben wurde.

In Tabelle 1 sind die optischen Parametersätze zusammengestellt, die aus der Analyse der elastischen Streuung gewonnen wurden. In der ersten Zeile sind die aus der Literatur (10) entnommenen Startwerte aufgeführt.

Satz Nr.:	U_R (MeV)	r_r (fm)	a_r	W_b (MeV)	r_i (fm)	a_i	V_{s0} (MeV)	r_{s0} (fm)	a_{s0}
	44	1,25	0,65	9	1,25	0,47	6	1,25	0,65
1	39,8	1,25	0,65	8,6	1,25	0,47	6	1,25	0,65
1A	39,8	1,25	0,65	8,6	1,25	0,47	0	0	0
2	42	1,25	0,65	8,5	1,25	0,47	4	1,25	0,65
2A	42	1,25	0,65	8,5	1,25	0,47	0	0	0

Tabelle 1: Parametersätze, die aus der "Optischen-Modell"-Analyse der elastischen Wirkungsquerschnitte gewonnen wurden

Satz 1 (2. Zeile) wurde für ^{24}Mg erhalten, Satz 2 (4. Zeile) für ^{28}Si . Es stellte sich jedoch heraus, daß Satz 1 auch die elastische Streuung an ^{28}Si hinreichend gut beschreibt. In Bild 12 sind die berechneten Kurven für ^{24}Mg und ^{28}Si im Vergleich zu den gemessenen Wirkungsquerschnitten für die elastische Streuung dargestellt.

Um den Einfluß von V_{s0} zu untersuchen, wurde mit Satz 1A und 2A (beidemal $V_{s0} = 0$) ebenfalls der elastische Wirkungsquerschnitt berechnet. Man sieht, daß sich der Spin-Bahnterm in der elastischen Streuung nur unter Rückwärts-

winkeln bemerkbar macht.

Bei der Analyse der inelastischen Streuung bedeutet die Hinzunahme des Spinbahnterms jedoch eine erhebliche Verbesserung.

B CC- und DWBA-Analysen für Reaktionen des Typs $A(n,n')A$.

Eine ausführliche Beschreibung der Methode der gekoppelten Kanäle (CC-Methode) findet manz.B. in (11). Im Folgenden sind der Gang der Überlegungen sowie die wichtigsten Beziehungen für den Fall der Neutronenstreuung zusammengestellt. Bei Neutronenstreuung an Kernen A mit kollektiver Anregungsstruktur enthält das (nicht zentrale) Potential im Hamiltonoperator des gesamten Streuproblems neben der Relativkoordinate r für das Neutron auch die "kollektiven" Koordinaten ξ des Targetkerns A. Die Schrödingergleichung für dieses Problem lautet (11):

$$[H_A(\xi) + T(r) + V(r, \xi)] \Psi(r, \xi) = E \Psi(r, \xi)$$

Dabei ist H_A der innere Hamiltonian des Kerns, T die kinetische Energie der Relativbewegung, E die totale Energie und Ψ die Wellenfunktion des Gesamtsystems.

Da auch im nichtzentralen Potential der Drehimpuls J des Gesamtsystems eine gute Quantenzahl ist, kann Ψ nach Eigenfunktionen Ψ_J^M von J entwickelt werden:

$$\Psi(r, \xi) = \sum_{JM} \Psi_J^M(r, \xi)$$

Für jeden Eingangskanal $\{I, j, l\}$ (I = Kernspin, l = Bahndrehimpuls des einfallenden Neutrons, j = Gesamtdrehimpuls des einfallenden Neutrons) können die Funktionen

durch Überlagerung der elastischen und inelastischen Streuzustände beschrieben werden (wenn man von den Reaktionskanälen absieht, deren Einfluß pauschal durch ein komplexes Optisches Potential berücksichtigt wird):

$$\Psi_J^M(r, \xi) = \frac{1}{r} \left[f_{Ij\ell}^J(r) \cdot \Phi_{Ij\ell}^{JM}(\hat{r}, \xi) + \sum_{j', \ell' (=j, \ell)} f_{Ij'\ell'}^J(r) \cdot \Phi_{Ij'\ell'}^{JM}(\hat{r}, \xi) \right]$$

wobei:

$$\Phi_{Ij\ell}^{JM}(\hat{r}, \xi) = \sum_{\lambda, \mu} c_{M\lambda m}^{J I j} \cdot c_{m\lambda \mu}^{j \ell s} \cdot \varphi_I^{\lambda}(\xi) \cdot \{i^{\ell} \cdot Y_{\ell}(\hat{r})\} \cdot \chi_s^{\mu} \quad *)$$

Die Funktionen $f_{Ij\ell}^J(r)$ sind die Radialanteile der Wellenfunktion der am Kern A gestreuten Neutronen. Die Funktionen $\Phi_{Ij\ell}^{JM}(\hat{r}, \xi)$ enthalten die inneren Kernwellenfunktionen $\varphi_I^{\lambda}(\xi)$ sowie die Winkelanteile der Streuwellenfunktion. Nach Einsetzen von $\Psi_J^M(r, \xi)$ in die Schrödingergleichung erhält man ein System gekoppelter Differentialgleichungen für die Radialanteile der Streuwellenfunktion:

$$[T_e + V_{Ij\ell; Ij\ell}^J(r) - E] f_{Ij\ell}^J(r) + \sum_{j', \ell' (=j, \ell)} V_{Ij\ell; Ij'\ell'}^J \cdot f_{Ij'\ell'}^J = 0$$

$$[T_{e'} + V_{Ij'\ell'; Ij'\ell'}^J(r) - E'] f_{Ij'\ell'}^J(r) + \sum_{j'', \ell'' (=j', \ell')} V_{Ij'\ell'; Ij''\ell''}^J \cdot f_{Ij''\ell''}^J + V_{Ij'\ell'; Ij\ell}^J \cdot f_{Ij\ell}^J = 0$$

$$\text{mit } T_e = \frac{\hbar^2}{2M} \left[\frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{d^2}{dr^2} \right] \text{ und } E' = E - \varepsilon \text{ wobei } \varepsilon \text{ die}$$

*) die c_s sind Vektorkopplungskoeffizienten

Energie des betreffenden angeregten Zustands ist. Die Kopplungsmatrixelemente $V_{I'j'e'; Ije}^{(r)}$ ergeben sich zu:

$$V_{I'j'e'; Ije}^{(r)} = \langle \Phi_{I'j'e'}^{(r)}(\hat{r}, \xi) | V(I, \xi) | \Phi_{Ije}^{(r)}(\hat{r}, \xi) \rangle$$

Sie können noch umgeformt werden. Dazu geht man von einer Tensorentwicklung des Potentials $V(I, \xi)$ aus:

$$V(I, \xi) = \sum_{Qq} Y_{Qq}^*(\hat{r}) \cdot T_{Qq}(I, \xi) \quad (Q=2\dots)$$

Nach Einsetzen dieser Gleichung in die Kopplungsmatrixelemente erhält man jeweils eine Summe über Q von Größen $V_{I'j'e'; Ije}^{(r)}$, für die gilt (11):

$$V_{I'j'e'; Ije}^{(r)} = V_{II'}^{(r)} \cdot F_{II'}^{(r)} \cdot K^Q(I, I'; j, j'; e, e'; J)$$

K ist ein aus Vektorkopplungskoeffizienten bestehender Faktor. Die Größen $V_{II'}^{(r)}$, und $F_{II'}^{(r)}$ enthalten nur noch die modellabhängigen inneren Kernwellenfunktionen und hängen außerdem vom optischen Potential ab.

Im Fall eines statisch deformierten axialsymmetrischen Rotators und eines optischen Modells vom Saxon-Wood-Typ lassen sich die Größen $V_{II'}^{(r)}$ und $F_{II'}^{(r)}$ leicht berechnen. Man entwickelt dazu den Radius des hierbei benutzten deformierten optischen Potentials nach Kugelfunktionen:

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\ell \text{ grade}} \beta_{\ell} \cdot Y_{\ell 0} \right)$$

und setzt diese Entwicklung in $V(I, \xi) = V(r - R(\vartheta), \xi)$ ein. Daraus ergibt sich z. B. für $Q = 2$, $I = 0$, $I' = 2$ (11):

$$V_{02}^2 = \beta_2 \cdot \frac{R_r \cdot u_R}{a_r \cdot \sqrt{4\pi}} \quad ; \quad V_{22}^2 = -\sqrt{\frac{10}{7}} \cdot V_{02}^2 \quad ;$$

$$F_{02}^2(r) = F_{22}^2(r) = \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right) \left(1 + \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)\right)^2$$

Damit lassen sich aus dem obigen System gekoppelter Differentialgleichungen die Radialanteile der Streuwellenfunktionen bestimmen und folglich elastische und inelastische Streuquerschnitte.

Die Größen $V_{\ell r}^a$ enthalten die Deformationsparameter als Faktoren. Das bedeutet, daß die Kopplung der Kanäle umso stärker wird, je größer die Deformationsparameter des Kerns sind. Dies führt zu Interferenzen zwischen den zu den einzelnen Anregungszuständen gehörenden inelastischen Streuamplituden (z. B.: $B_4 - B_2^2$ - Interferenzen).

Häufig wird zur Analyse der inelastischen Streuung die DWBA-Methode benutzt. Sie geht davon aus, daß die elastische Streuung alle anderen Reaktionen weit überwiegt, d. h., daß im obigen System gekoppelter Gleichungen nur direkte Kopplungen an den Grundzustand wesentlich sind. Dadurch entkoppelt das System zu:

$$[T_\ell + V_{\ell j \ell; \ell j \ell}(r) - E] \cdot f_{\ell j \ell}^j = 0 \quad (\text{elastischer Kanal})$$

$$[T_{\ell'} + V_{\ell' j \ell'; \ell j \ell}(r) - E'] \cdot f_{\ell' j \ell'}^j = V_{\ell' j \ell'; \ell j \ell}(r) \cdot f_{\ell j \ell}^j$$

Die zweite dieser beiden Gleichungen führt zu den DWBA-Übergangsamplituden in der Form:

$$T_{I'j'e'; Ije}^{\text{DWBA}} = \int f_{I'j'e'}^{j(-)*}(r) \cdot (V_{I'j'e'; Ije}(r)) \cdot f_{Ije}^{j(+)}(r) \cdot dr \quad *)$$

Dabei ist $f_{Ije}^{j(+)}(r)$ die aus der ersten der beiden vorausgegangenen Gleichungen erhaltene Funktion f_{Ije}^j ; $f_{Ije}^{j(-)}$ bekommt man durch Zeitumkehr aus der Lösung $f_{Ije}^{j'}$ der zweiten Gleichung. Im Falle: $Q = 2$ bekommt unter Verwendung der Größen $V_{II'}^a$ und $F_{II'}^{a(j)}$ für die DWBA-Übergangsamplitude:

$$T_{2^+j'e'; 0je}^{\text{DWBA}} = \frac{K^2 \cdot \beta_2 \cdot R_f \cdot u_R}{a_r \cdot \sqrt{4\pi}} \cdot \int f_{2^+j'e'}^{j(-)*} \cdot \frac{\exp \frac{r-R_f}{a_r}}{(1 + \exp \frac{r-R_f}{a_r})^2} \cdot f_{0je}^{j(+)} dr$$

Es ist nicht sinnvoll, mit der DWBA-Methode Deformationsparameter β_l mit $l \geq 4$ zu bestimmen, da die bei den Wirkungsquerschnitten der inelastischen Streuung an den höheren Anregungszuständen auftretenden starken Interferenzen von der DWBA nicht erfaßt werden: So ist zum Beispiel der Wert von β_2^2 von derselben Größenordnung wie β_4 , das heißt: Der Einfluß des 1. angeregten (2^+) Zustands bei der Anregung des zweiten (4^+) Zustands ist von derselben Größenordnung wie der Einfluß des Grundzustands. Da die DWBA aber nur Kopplungen an den Grundzustand berücksichtigt, kann sie die inelastische Streuung am zweiten angeregten (4^+) Zustand nicht mehr beschreiben, also auch keine β_4 -Deformationsparameter mehr liefern. Die DWBA ist deshalb ein Näherungsverfahren erster Ordnung.

*) wobei die $V_{I'j'e'; Ije}$ Matrixelemente sind, die mit einem deformierten Optischen Potential gebildet werden.

C CC-Analysen bei ^{24}Mg und ^{28}Si

Die CC-Analysen der vorliegenden Arbeit wurden mit dem Programm ROTINCH (12) durchgeführt. Dabei wurde mit einer Ankopplung nur des ersten angeregten Zustands (2^+) an den Grundzustand gerechnet ($0^+ - 2^+$ -Kopplung, reine Quadrupoldeformation B_2). Es zeigte sich nämlich, daß eine zusätzliche Ankopplung des zweiten angeregten Zustands (4^+) praktisch keinen Einfluß hatte:

Bild 13 zeigt das Ergebnis einer CC-Rechnung mit $0^+ - 2^+$ -Kopplung im Vergleich zu einer CC-Rechnung mit einer $0^+ - 2^+ - 4^+$ -Kopplung. Beide Rechnungen wurden mit demselben Parametersatz durchgeführt. Man sieht, daß die Hinzunahme des 4^+ -Zustands keinen nennenswerten Einfluß auf den Absolutwert und relativen Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnitts für die Streuung am 2^+ -Zustand hat. Dies ist unmittelbar einsichtig, denn Rechnungen ergaben, daß der Wirkungsquerschnitt der Streuung am 4^+ -Zustand nur ca. 2 % des elastischen Streuwirkungsquerschnitts bzw. 10 % des inelastischen Streuwirkungsquerschnitts am 2^+ -Zustand beiträgt. Das steht im Einklang mit Streuexperimenten geladener Teilchen an ^{24}Mg und ^{28}Si (26). Auch dort erbrachten die Analysen sehr kleine B_4 -Werte (10 % B_2) und damit ebenfalls nur einen geringen Einfluß auf die Beschreibung der differentiellen Wirkungsquerschnitte vom Grundzustand und ersten angeregten Zustand.

Bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten CC-Rechnungen wurde von den in Tabelle 1 angeführten 4 Parametersätzen ausgegangen, die bei den Optischen-Modell-Analysen die Verteilungen der elastischen Wirkungsquerschnitte am besten beschrieben hatten. Allerdings mußte der Imaginärteil dieser Parametersätze reduziert werden. Der Grund dafür ist: Der Imaginärteil des aus den optischen Modellanalysen der elastischen Streuung erhaltenen Potentials be-

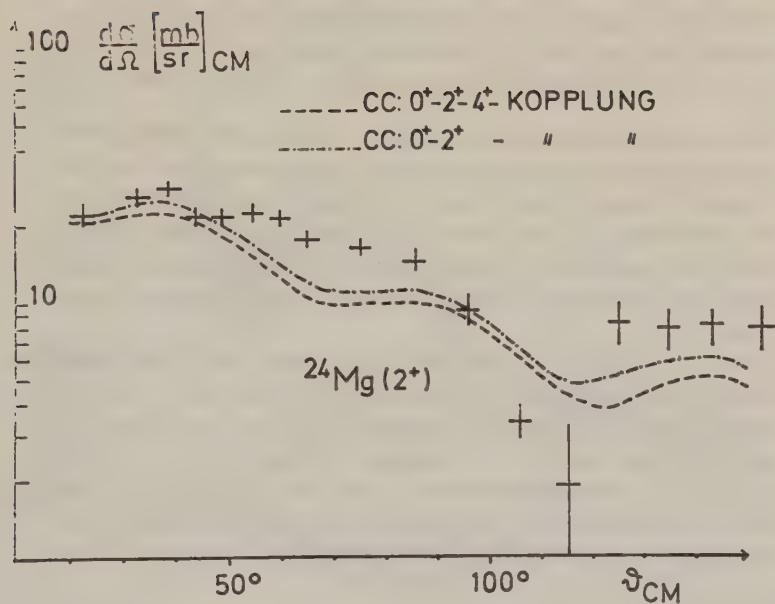


Bild 13: Vergleich einer CC-Berechnung der inelastischen Neutronenstreuung am ersten angeregten (2^+)-Zustand von ^{24}Mg für eine $0^+-2^+-4^+$ -Kopplung und eine 0^+-2^+ -Kopplung. Der Deformationsparameter beträgt in beiden Fällen 0.62.

rücksichtigt alle unelastischen Kanäle pauschal. Dagegen wird in CC-Rechnungen jeder angekoppelte Kanal explizit berechnet, so daß die imaginäre Potentialtiefe des optischen Modells bei solchen Rechnungen kleiner sein sollte.

In Tabelle 2 sind die in den CC-Rechnungen verwendeten Parametersätze aufgeführt. Sie ergaben sich aus den in Tabelle 1 gezeigten Parametersätzen durch schrittweise Reduzierung der imaginären Potentialtiefe. Eine Veränderung des imaginären Radius und der imaginären Diffuseness wurde aus den in II A aufgeführten Gründen nicht vorgenommen.

Durch die schrittweisen Verkleinerungen des Imaginärteils erhält man zu jedem Parametersatz aus Tabelle 1 eine Gruppe von Parametersätzen mit kleinen Buchstaben gekennzeichnet. Der Einfluß der in den einzelnen Gruppen A, B, C, D vorgenommenen Änderungen wird in den folgenden vier Abschnitten beschrieben. Die Rechnungen werden jeweils nur für ^{24}Mg diskutiert (da für ^{28}Si im wesentlichen dasselbe gilt).

Zu Gruppe A:

Hier wird der Einfluß der imaginären Potentialtiefe W_D genauer untersucht. Ausgehend von dem Wert 8,6 MeV, wird es schrittweise um jeweils 1 MeV herabgesetzt. Man beobachtet hierbei eine relativ starke Zunahme des inelastischen und eine etwas schwächere Zunahme des elastischen Wirkungsquerschnitts. Das wird in Bild 14 deutlich.

Bei Werten der imaginären Potentialtiefe W_D von 6,6 - 7,6 MeV ist die Anpassung optimal. Der zugehörige β_2 -Wert beträgt 0,64. Bei zu starker Verringerung von W_D (z.B. auf 4,6 MeV) kann der berechnete inelastische Wirkungsquerschnitt durch entsprechende Wahl von β_2 in seiner absoluten Größe den experimentellen Werten zwar wieder angepaßt werden, jedoch vergrößert sich der Absolutwert der elastischen Wirkungs-

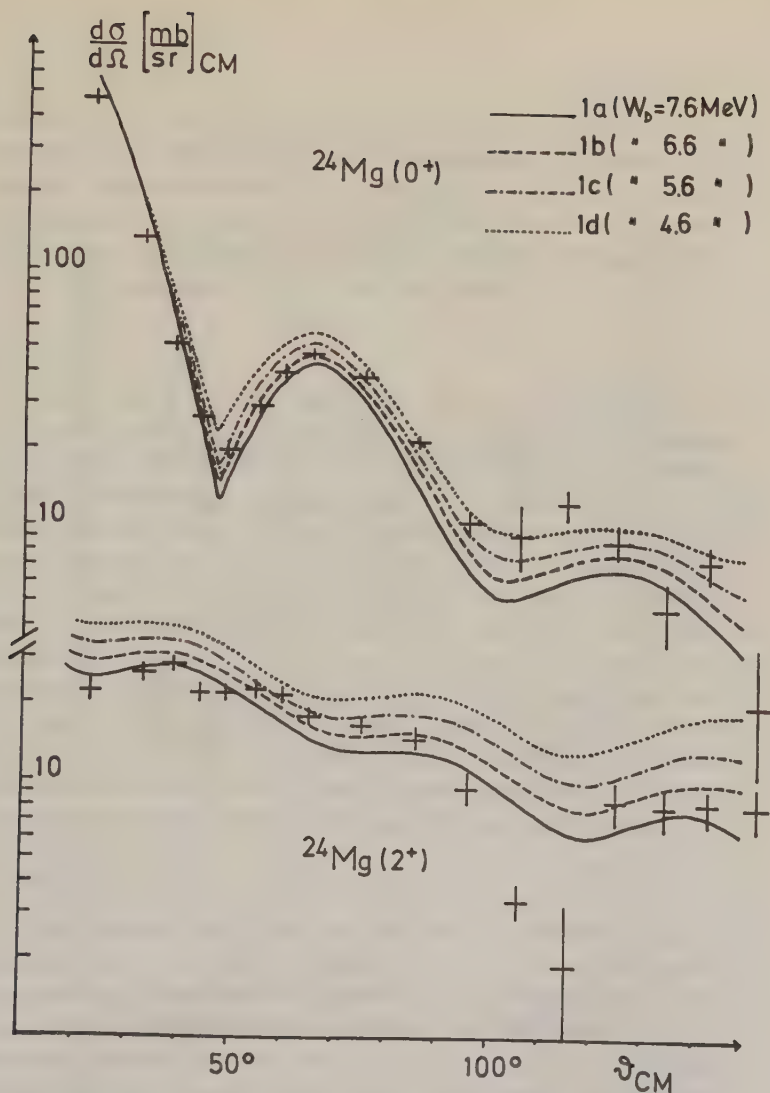


Bild 14: Nach der CC-Methode berechnete elastische und inelastische (2^+) Streuquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n,n)^{24}\text{Mg}$.
 Untersucht wird der Einfluß einer schrittweisen Reduzierung der imaginären Oberflächenpotentialtiefe W_D . Die benützten Parametersätze finden sich in Tabelle 2.

Gruppen Nr.:	Parameter- satz Nr.:	U_k (MeV)	r_1 (fm)	a_r	W_0 (MeV)	r_I (fm)	a_I	V_{S_0} (MeV)	r_{S_0} (fm)	a_{S_0}
A	1	39,8	1,25	0,65	8,6	1,25	0,47	6,0	1,25	0,65
	1a	"	"	"	7,6	"	"	"	"	"
	1b	"	"	"	6,6	"	"	"	"	"
	1c	"	"	"	5,6	"	"	"	"	"
	1d	"	"	"	4,6	"	"	"	"	"
B	1A	39,8	1,25	0,65	8,6	1,25	0,47	0	0	0
	1Aa	"	"	"	7,6	"	"	0	0	0
C	2	42	1,25	0,65	9,5	1,25	0,47	4,0	1,25	0,65
	2a	"	"	"	8,5	"	"	"	"	"
D	2A	42	1,25	0,65	9,5	1,25	0,47	0	0	0
	2Aa	"	"	"	8,5	"	"	0	0	0

Tabelle 2: Parametersätze, die bei den GG-Rechnungen benutzt wurden.

querschnitte, so daß die Übereinstimmung insgesamt schlechter wird. Auch der Verlauf der berechneten Wirkungsquerschnitte verschlechtert sich geringfügig. Das heißt, daß keine β_2 - W_D Mehrdeutigkeiten auftreten, wenn man die Absolutwerte sowohl der elastischen als auch der inelastischen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

Zu Gruppe B:

Hier wurde im Vergleich mit Gruppe A der Spin-Bahn-Term weggelassen. Dadurch erscheint bei $W_D = 8,6$ MeV im Streuwinkelbereich von 60° ein zweites relatives Minimum im inelastischen Wirkungsquerschnitt, welches erst beim Übergang zu $W_D = 7,6$ MeV wieder flacher wird. Mit diesem Wert erzielt man eine recht gute Anpassung für die inelastischen Wirkungsquerschnitte. Das ist in Bild 15 zu sehen. Im Vergleich zu den mit Parametersatz 1a durchgeführten Rechnungen (vgl. Bild 14), beobachtet man jedoch eine Verschiebung des Minimums im inelastischen Wirkungsquerschnitt bei 115° um etwa 10° zu kleineren Werten hin und einen stärkeren Anstieg unter Rückwärtswinkeln. Parametersatz 1a liefert also eine geringfügig bessere Beschreibung der inelastischen und der elastischen Streuung. Die zu beiden Parametersätzen gehörenden β_2 -Werte sind praktisch gleich.

Zu Gruppe C:

Wie oben liefert auch hier der Parametersatz mit dem verkleinerten W_D die bessere Anpassung der berechneten inelastischen Wirkungsquerschnitte an die gemessenen Werte. Unter Vorwärtswinkeln (insbesondere bei $20^\circ - 40^\circ$) ist diese Anpassung besser als bei den zu Parametersatz 1a gehörenden Rechnungen. Demgegenüber tritt aber das schon oben erwähnte zweite relative Minimum im Bereich von 60° bis 70° stärker in Erscheinung als bei Parametersatz 1a. Das führt hier im mittleren Winkelbereich zu stärkeren Unterschieden

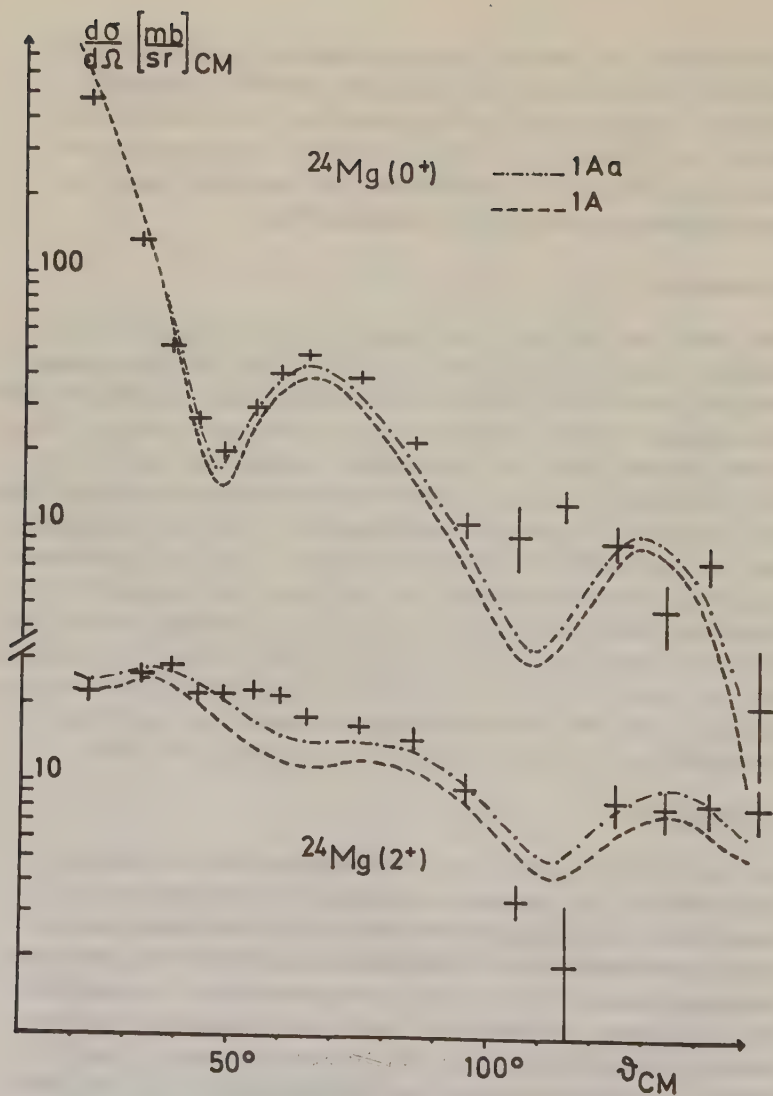


Bild 15: Nach der CC-Methode berechnete elastische und inelastische (2^+) Streuquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n,n)^{24}\text{Mg}$. Die benützten Parametersätze 1Aa und 1A gehören zu den Werten $W_D = 7.6$ MeV bzw. 8.6 MeV und finden sich in Tab.2.

zwischen Rechnung und Messung, als dies bei Parametersatz 1a der Fall war. Im Bereich des Minimums bei 120° und unter Rückwärtswinkeln sind beide Parametersätze als gleichwertig zu betrachten (auch in Bezug auf den β_2 -Wert). Das ist in Bild 16 zu sehen.

Für die CC-Berechnungen der elastischen Streuung liefert der Parametersatz 2 a eine bessere Beschreibung unter Vorwärtswinkeln als der Parametersatz 1 a. Unter Rückwärtswinkeln ist es umgekehrt.

Zu Gruppe D:

Hier wurde wieder der Spin-Bahn-Term weggelassen. Das Ergebnis ist eine deutliche Verschlechterung bei der Beschreibung insbesondere der inelastischen Streuung gegenüber der mit Parametersatz 2a erhaltenen Verteilung (Bild 17). Die Veränderungen im Vergleich zu 2 a sind praktisch von derselben Art wie die bei 1 A gegenüber 1 a.

Insgesamt stellt man fest, daß die Parametersätze 1a und 2a die beste Übereinstimmung zwischen Messung und CC-Rechnung sowohl für die inelastische als auch die elastische Streuung liefern. Dabei ist der Satz 2a noch geringfügig besser als 1a. (vgl. Bild 18 links). Die Parametersätze 1a und 2a beschreiben auch die Streuung an ^{28}Si hinreichend gut. Das ist in Bild 18 rechts zu sehen. Der zu optimaler Anpassung an den gemessenen inelastischen Wirkungsquerschnitt gehörige β_2 -Wert beträgt +0.45.

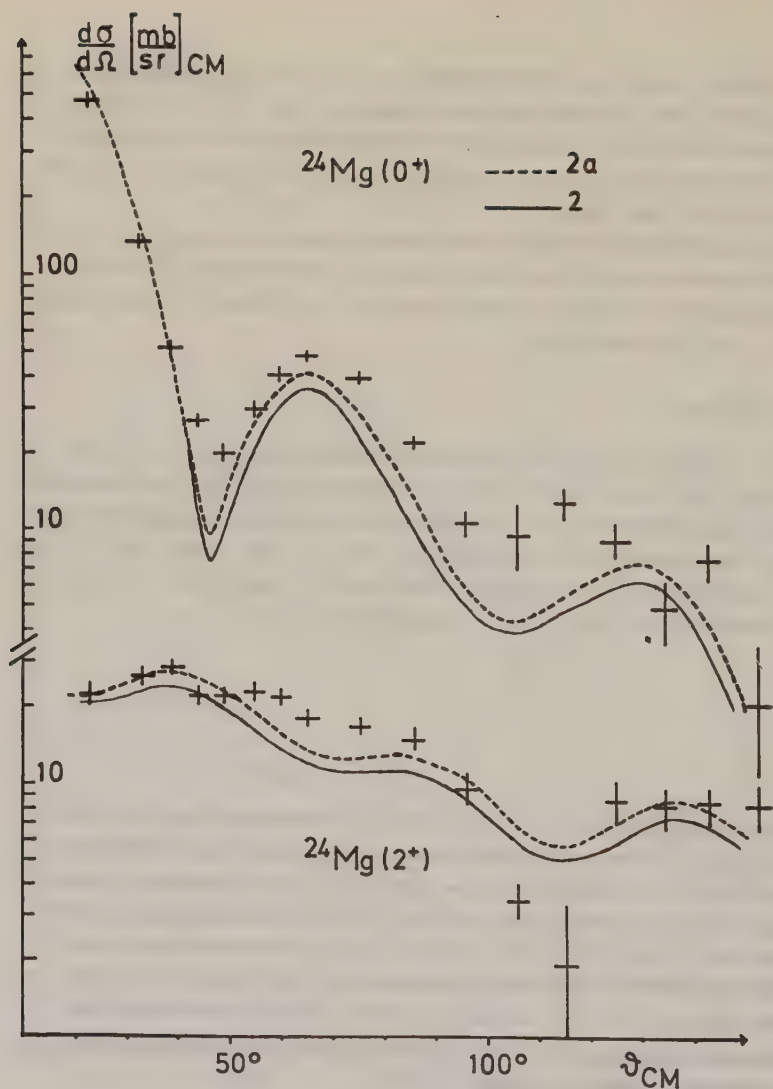


Bild 16: Nach der CC-Methode berechnete elastische und inelastische (2^+) Streuquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n,n)^{24}\text{Mg}$. Die benutzten Parametersätze 2a und 2 gehören zu den Werten $W_D = 8,5\text{MeV}$ bzw. $9,5\text{MeV}$ und finden sich in Tabelle 2.

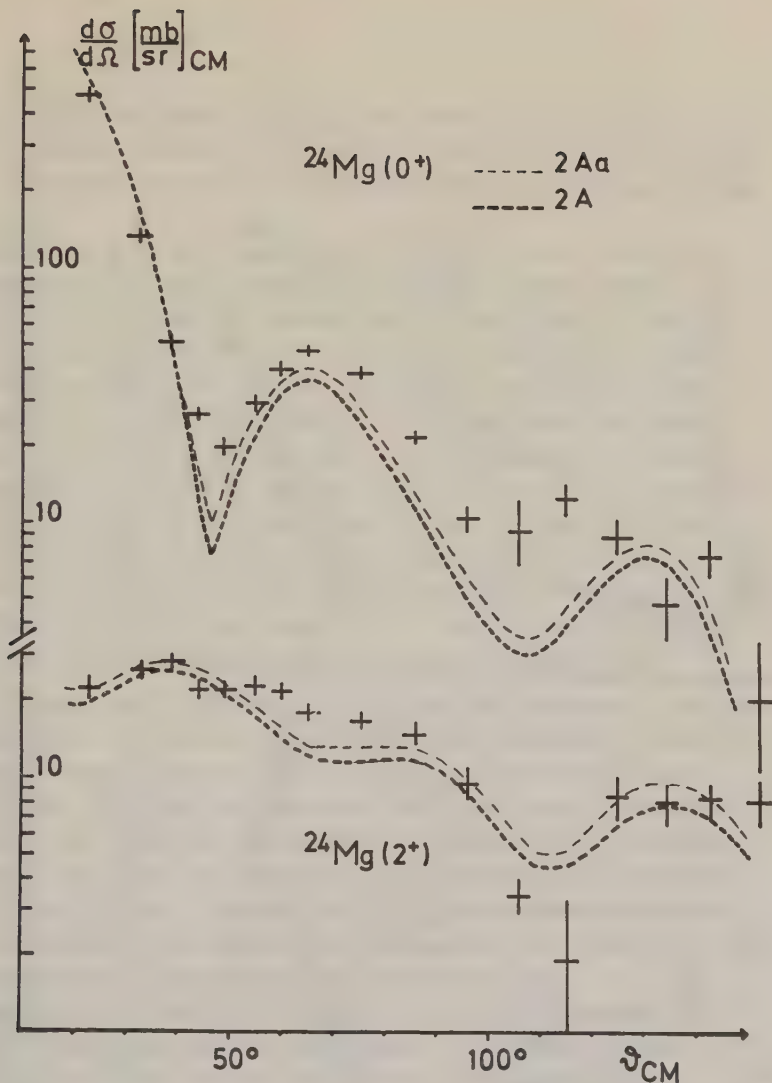


Bild 17: Nach der CC-Methode berechnete elastische und inelastische (2^+) Streuquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n,n)^{24}\text{Mg}$. Die benutzten Parametersätze 2Aa und 2A gehören zu Werten $W_D = 8.5$ MeV bzw. 9.5 MeV und finden sich in Tabelle 2.

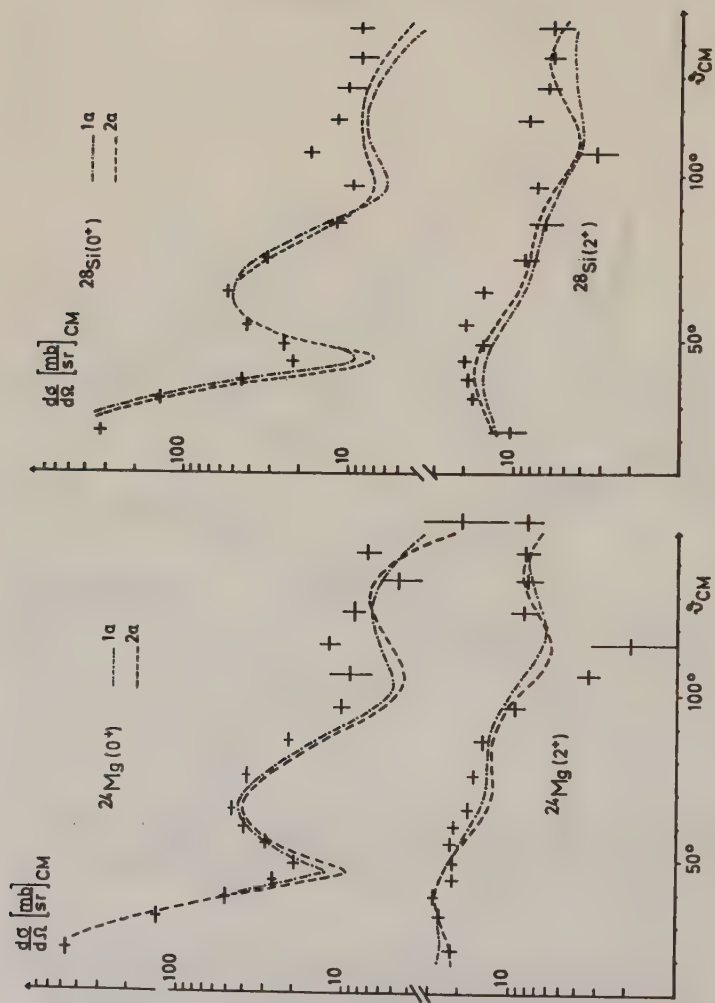


Bild 18: Vergleich der mit Parametersatz 1a und 2a durchgeführten CC-Berechnung der elastischen und inelastischen (2^+) Streuquerschnitte aus den Reaktionen $^{24}\text{Mg}(n,n)^{28}\text{Si}$ bzw. $^{24}\text{Mg}(n,n')^{28}\text{Si}$.

D DWBA-Analysen der Neutronenstreuung an ^{24}Mg (bzw. ^{28}Si)
und Vergleich der CC- mit der DWBA-Methode bei der Be-
schreibung der Neutronen- und Protonenstreuung an ^{24}Mg

Zum Vergleich mit den CC-Analysen wurden auch DWBA-Rechnungen durchgeführt. Hierzu wurde das Programm DWUCK (13) unter Verwendung von Parametersatz 2 benützt. In Bild 19a und Bild 19b sind die so berechneten inelastischen Wirkungsquerschnitte für ^{24}Mg und ^{28}Si im Vergleich zu den gemessenen Werten zu sehen. Zur Gegenüberstellung wurden die mit Satz 2 a durchgeführten CC-Rechnungen mit eingezeichnet. Man sieht, daß die DWBA den gemessenen Verlauf des inelastischen differentiellen Wirkungsquerschnitts im Gegensatz zu den CC-Rechnungen nur im Winkelbereich von 30° bis 120° relativ gut wiedergibt. Bei Winkeln $< 30^\circ$ dagegen beobachtet man einen steilen Anstieg der DWBA-Kurve, unter Rückwärtswinkeln eine zu starke Abnahme.

Die nach der CC-Methode berechneten inelastischen Wirkungsquerschnitte hängen neben den Optischen-Modell-Parametern und kinematischen Größen auch von den Deformationsparametern ab. Diese beeinflussen sowohl den Absolutwert als auch den relativen Verlauf der inelastischen Wirkungsquerschnitte. Durch Variation der Deformationsparameter werden die berechneten inelastischen und elastischen Wirkungsquerschnitte den gemessenen Werten angepaßt. Auf diese Weise erhält man Größe und Vorzeichen der Deformation.

Demgegenüber läßt sich bei der DWBA-Methode zunächst nur ein "kinematischer" inelastischer Wirkungsquerschnitt berechnen, der vom optischen Potential und den kinematischen Größen, nicht aber vom Deformationsparameter abhängt. Die Anpassung an die experimentellen Werte erfolgt (bei inelastischer Streuung am 1. angeregten 2^+ -Zustand

DWBA

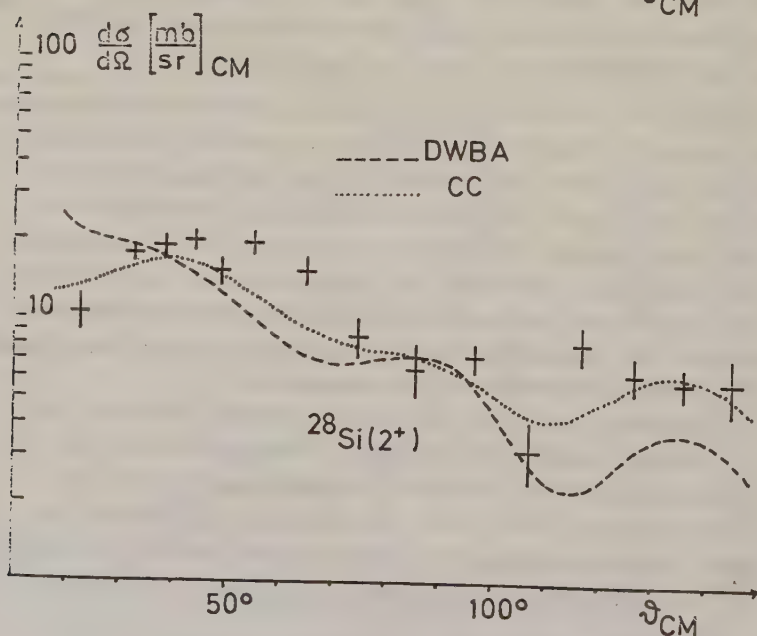
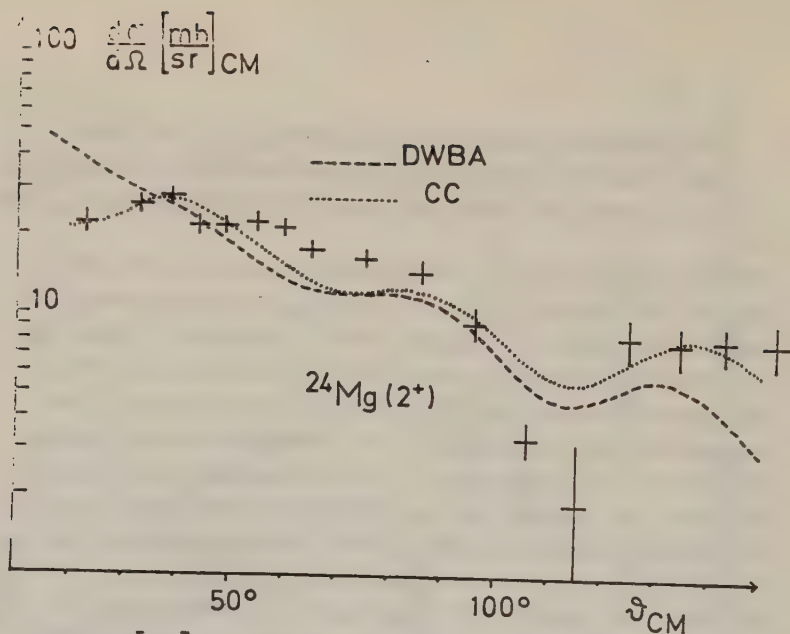


Bild 19a und 19b: Vergleich einer CC- mit einer DWBA-Berechnung der inelastischen Neutronenstreuung am ersten angeregten (2^+) -Zustand von ^{24}Mg und ^{28}Si . Benützt wurde der Parametersätze 2a und 2 aus Tabelle 2. Der Betrag des Deformationsparameters β_2 ist bei beiden Analysen gleich groß.

von gg-Kernen) mithilfe der einfachen Beziehung:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{exp}} = \beta_2^2 \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{DWBA}}$$

Eine Anpassung gelingt in der Regel nur unter Vorwärtswinkeln. (Das ist verständlich unter der Annahme, daß die direkten Prozesse im Bereich der Vorwärtswinkel stark überwiegen). Der auf diese Weise erhaltene "spektroskopische" Faktor β_2^2 ist das Quadrat des Deformationsparameters. Das Vorzeichen der Deformation kann hier nicht entnommen werden.

Die in den Bildern 17 und 19a aufgezeigten inelastischen Wirkungsquerschnitte gehören zum selben Wert von β_2 . Wie man aus diesen Bildern ersieht, ist die Anpassung der DWBA-Rechnung an die gemessenen Wirkungsquerschnitte schwierig. Die Folge davon ist, daß die mit DWBA erhaltenen β_2 -Werte sehr unsicher sind.

Ausgehend davon, daß das Neutronenoptische Modell auch für Protonen gilt, wurden mit denselben Optischen-Modell-Parametern (wie für die Neutronenstreuung) CC- und DWBA-Rechnungen für die inelastische Protonenstreuung am 2^+ -Zustand von ^{24}Mg durchgeführt. Das Ergebnis ist in Bild 20 zu sehen. Der erhaltene Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnitts ist anders als bei der Neutronenstreuung: Auch die CC-Rechnungen ergeben im Gegensatz zur Neutronenstreuung einen steilen Anstieg unter Vorwärtswinkeln. Darüberhinaus zeigt sich ein beträchtlicher Unterschied im Absolutwert zwischen CC- und DWBA-Rechnungen. Diese beiden Effekte sind offenbar die Auswirkungen der Coulombwechselwirkungen.

Insgesamt stellt man fest: Um Deformationsparameter zu bestimmen, sind bei Neutronenstreuexperimenten im Gegensatz zu Protonenstreuexperimenten nicht unbedingt umfangreiche CC-Rechnungen nötig. Auch...

DWBA-Rechnungen liefern noch hinreichend gute Ergebnisse. Bei Protonenstreuexperimenten hingegen können unter Verwendung gleicher Optischer-Modell-Parameter CC- und DWBA-Analysen erheblich unterschiedliche β_2 -Werte auftreten. (vgl. Bild 20).

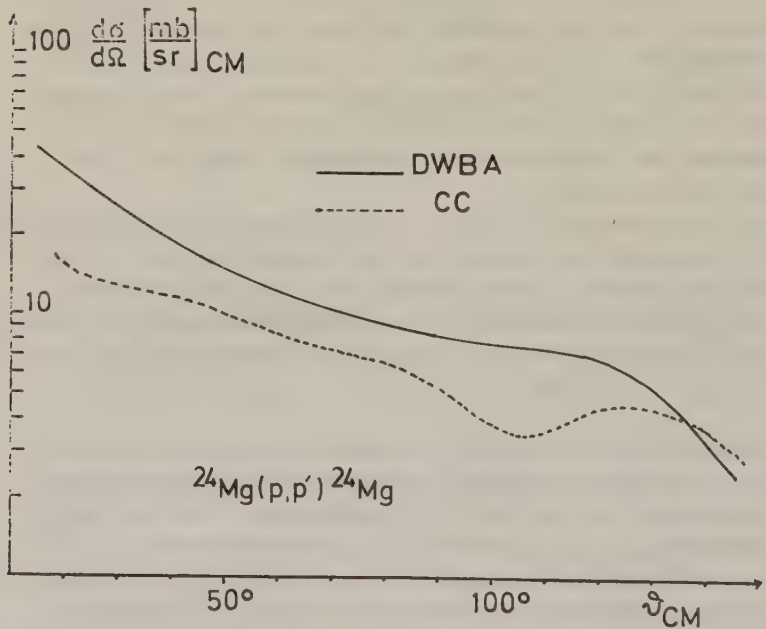


Bild 20: Vergleich einer CC- mit einer DWBA-Berechnung der inelastischen Protonenstreuung am ersten angeregten (2^+)-Zustand von ^{24}Mg . Benützt wurden die Parametersätze 2a und 2 aus Tabelle 2.

E Diskussion der erhaltenen Deformationsparameter.

Der aus der vorliegenden Arbeit erhaltene Wert für den Deformationsparameter $\beta_2 = +0.63 \pm 10\%$ stimmt mit den Ergebnissen aus Neutronenstreuexperimenten anderer Autoren relativ gut überein (vgl. Tabelle 3). Erhebliche Abweichungen zeigen sich allerdings beim Vergleich mit den Ergebnissen aus der Streuung geladener Teilchen: Die aus der Neutronenstreuung erhaltenen Deformationsparameter sind wesentlich größer als die aus der Streuung geladener Teilchen erhaltenen Werte. Da die Neutronen im Gegensatz zu den Protonen, Deuteronen und Alphateilchen nur die Massenverteilung im Kern abtasten, könnte man durchaus vermuten, daß die "Massendeformation" des Kerns ^{24}Mg größer ist als die "Ladungsdeformation". Für diese Vermutung spricht auch die Tatsache, daß die aus der Elektronenstreuung erhaltene Ladungsverteilung im Kern einen β_2 -Wert liefert, der ebenfalls wesentlich kleiner ist als der aus der Neutronenstreuung erhaltene Wert. Vergleicht man die β_2 -Werte aus der Protonenstreuung mit den β_2 -Werten aus Deuteronen- und Alfastreuexperimenten, so stellt man fest, daß die β_2 -Werte umso kleiner werden, je schwerer die Geschoßteilchen werden. Dieser Sachverhalt könnte eventuell mit der verschiedenen großen Eindringtiefe der Teilchen in den Kern zusammen hängen (19).

Beim Vergleich der mit verschiedenen Methoden erhaltenen Deformationsparameter in Tabelle 3, fällt auf, daß die mit der CC-Methode und der DWBA-Methode aus der Protonenstreuung an ^{24}Mg erhaltenen β_2 -Werte sehr gut übereinstimmen. Dieser Sachverhalt steht aber nicht im Widerspruch zu den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnitts D. Im Gegensatz zu der vorliegenden Arbeit wurden die verschiedenen mit der CC-bzw.DWBA-Methode erhaltenen β_2 -Werte unter Verwendung verschiedener Parametersätze des Optischen Modells berechnet. So wird z. B. in (15) (CC-

Diese Arbeit	Andere Arbeiten					
(n,n')	(n,n')	(p,p')	(d,d')	(α,α')	(e,e')	Coulombanreg.
^{24}Mg	0.63 DWBA	+0.62 ³⁾ DWBA	+0.47 ¹⁵⁾ CC	0.45 ¹⁹⁾ DWBA	+0.40 ²³⁾ CC	+0.47 ²²⁾ 0.60 ²⁹⁾
	+0.63 CC	0.62 ⁹⁾ DWBA	0.48 ¹⁶⁾ DWBA	+0.42 ²⁰⁾ CC	0.35 ²⁴⁾ DWBA	+0.45 ²⁸⁾
		+0.53 ⁹⁾ CC	0.52 ¹⁸⁾ DWBA		+0.39 ²⁶⁾ CC	
	0.45 DWBA	0.43 ⁸⁾ DWBA	-0.34 ¹⁵⁾ CC	0.40 ²¹⁾ DWBA	0.24 ²⁵⁾ DWBA	-0.39 ²⁸⁾ 0.39 ³⁰⁾
^{28}Si	+0.45 CC	0.40 ⁹⁾ DWBA	0.57 ¹²⁾ DWBA	0.47 ²²⁾ DWBA	-0.39 ²⁶⁾ CC	-0.40 ²⁷⁾ 0.40 ³¹⁾
		0.45 ¹⁴⁾ CC	0.55 ¹⁸⁾ DWBA	-0.52 ²²⁾ CC	0.29 ²⁴⁾ DWBA	

Tabelle 3: Zusammenstellung einiger typischer β_2 -Werte, für ^{24}Mg und ^{28}Si aus anderen Experimenten. Unter den β_2 -Werten ist notiert, mit welcher der beiden Methoden: CC bzw. DWBA die Deformationsparameter bestimmt wurden. Soweit die Vorzeichen nicht angegeben sind, konnten sie nicht bestimmt werden.

Rechnung) ein parametersatz benützt, der bis auf den Wert von 3.6 MeV für die imaginäre Oberflächenpotentialtiefe unserem parametersatz 1 entspricht. Dagegen wird in (16) (DWBA-Rechnung) ein Parametersatz verwendet, der ein imaginäres Volumenpotential der Tiefe von 42 MeV enthält. In allen übrigen Parametern besteht praktisch Übereinstimmung mit dem Parametersatz aus (15). Daraus ersieht man, daß ein Vergleich von Deformationsparametern, wie in Tabelle 3, fragwürdig ist. Ein Vergleich ist schlüssiger, wenn, wie in der vorliegenden Arbeit, gleiche Parametersätze (allenfalls mit reduzierten Imaginärteil bei CC) für beide Methoden verwendet werden.

Bei ^{28}Si ist die Analyse der inelastischen Streuung (am ersten angeregten Zustand) problematischer als bei ^{24}Mg ; denn die Anwendbarkeit des "Rotationsmodells" auf den Kern ^{28}Si ist fragwürdig (14). In (14) werden daher CC-Analysen der inelastischen Neutronenstreuung an ^{28}Si im "Vibrationsmodell" durchgeführt. Es gibt jedoch eine Reihe von CC-Analysen mit geladenen Teilchen im "Rotationsmodell", die aber stark streuende Werte für den Deformationsparameter β_2 liefern.

In der vorliegenden Arbeit wurden die CC-Analysen der inelastischen Neutronenstreuung im "Rotationsmodell" durchgeführt. Dabei wurde sowohl mit positiver als auch mit negativer Deformation gerechnet. Der Einfluß des Vorzeichens von β_2 ist in Bild 21 zu sehen. Die beiden dort gezeigten Kurven unterscheiden sich nur im Vorzeichen des Deformationsparameters β_2 . Im Betrag des Deformationsparameters sowie allen anderen Parametern stimmen die beiden Rechnungen überein. Die zum positiven β_2 -Wert gehörende Kurve gibt den gemessenen Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnitts gut wieder. Der zugehörige Wert von β_2 beträgt +0.45. Er stimmt mit dem aus der DWBA-

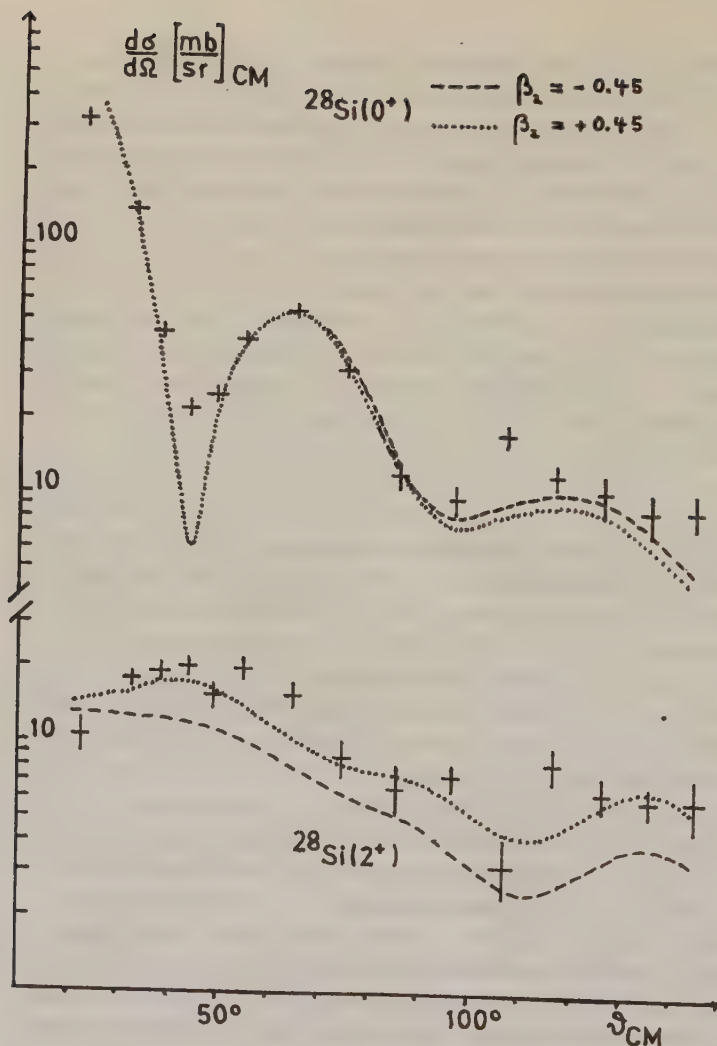


Bild 21: Vergleich zweier CC-Rechnungen mit $\beta_2 = +0.45$ und $\beta_2 = -0.45$ für die elastische und inelastische Neutronenstreuung an ^{28}Si . Benützt wurden in beiden Fällen der Parametersatz 2a aus Tabelle 2.

Analyse erhaltenen Wert und den Ergebnissen von Neutronenstreuexperimenten anderer Autoren gut überein (vergl. Bild 19 und Tabelle 3).

Die zum negativen Vorzeichen von β_2 gehörende Kurve kann den Verlauf unter Vorwärtswinkeln und den Absolutwert des gemessenen inelastischen Wirkungsquerschnitts nicht beschreiben. Eine Anpassung im Absolutwert an die experimentellen Werte würde zu einem unrealistisch hohen β_2 -Wert von -0.70 führen. Darüber hinaus wäre dann der zugehörige elastische Wirkungsquerschnitt erheblich zu niedrig.

Dieses Ergebnis der vorliegenden Arbeit ($\beta_2 = +0.45$ für ^{28}Si) ist vor allem deshalb sehr bemerkenswert, weil alle Analysen mit geladenen Teilchen für ^{28}Si oblate Deformationen ergeben.

III Anhang

=====

A Einjustierung der experimentellen Anordnung und Ermittlung der charakteristischen Größen

1. Ermittlung der räumlichen Lage des korrespondierenden Neutronenkegels

Um den Streuer in die Mitte des Neutronenkegels (der definiert ist durch die Rückstoßalfateilchen) stellen zu können, muß dieser genau vermessen werden. Zu diesem Zweck wurde ein in der Höhe verstellbarer Tisch in ca. 60 cm Abstand vom Tritiumtarget so aufgebaut, daß die Ebene des Tisches ca. 3 cm unter der vermuteten Kegelachse lag. Die zugehörige Höhe wurde an der Markierung der Höheneinstellung mit $y=0$ gekennzeichnet und mit einer nach oben laufenden negativen und nach unten laufenden positiven cm-Skala versehen.

Auf dem Tisch wurde eine senkrecht zur Kegelachse verlaufende Metallschiene als x-Maßstab verschraubt, deren Nullpunkt direkt unter der vermuteten Kegelachse lag. In Strahlrichtung gesehen, lag die positive x-Achse dann rechts vom Nullpunkt. Mittels eines Reiters auf dieser Schiene verschiebbar, mit dem Zentrum der Zählfläche ca. 3 cm über der Tischenebene, wurde ein Halbleiterzähler von ca. 1 cm $\varnothing$ voll auf das Tritiumtarget ausgerichtet.

Die Kegelachse ließ sich nun leicht finden, indem man die Koinzidenzzählrate zwischen Halbleiterzähler und x-Detektor als Funktion von x aufnahm und anschließend bei demjenigen x_m , für welches die Koinzidenzrate K maximal war, die Höhe y variierte bis sich y_m fand. Abb. 1 zeigt eine solche Meßkurve.

Die Genauigkeit, mit der der Punkt (x_m, y_m) bestimmt wurde,

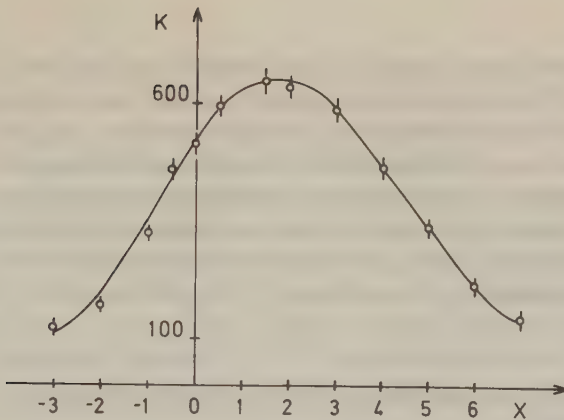


Abbildung 1. Intensitätsprofil des korrespondierenden Neutronenkegels

betrug ca. 0,5 cm. Zur Kontrolle wurde der Kegel für die beiden Extremstellungen des Tritiumtargetstabs vermessen, da die Lage des Kegels durch Ungenauigkeiten in der Stabführung verändert werden könnte und damit die endgültige Messung beim Variieren des Brennflecks auf dem Tritiumtarget verfälscht würde. Innerhalb der Meßgenauigkeit ergab sich Übereinstimmung für beide Extremstellungen des Targetstabes; d. h.: die maximale Schwankung der Neutronenkegelachse am Ort des Streuers war sicher kleiner als $\pm 0,5$ cm bei Verschieben des Targetstabes. Der Fehler, der dadurch zustande kommt, läßt sich, wie folgt, leicht abschätzen:

Wäre der Neutronenkegel oben und unten scharf begrenzt mit konstanter Intensität im Innern und würden seine oberen und unteren Ränder mit den oberen und unteren Deckflächen

des Streuers übereinstimmen, dann bekäme man für die Schwankung $\frac{\Delta N}{N}$ der Reaktionsausbeute N der Neutronenstreuung: $\frac{\Delta N}{N} \leq 0,5 \text{ cm} / \text{Höhe des Streuers} \approx 4,5 \%$. Nun beträgt aber die Neutronenstrahlintensität an den von der Schwankung betroffenen oberen und unteren Rändern des Streuers nur noch etwa ein Drittel der mittleren Strahlintensität, so daß der echte relative Meßfehler höchstens 1,5 % beträgt.

2. Ermittlung der optimalen Deuteroneneinschußenergie- und Stromstärke

Wie im vorausgehenden Abschnitt angedeutet, verfälscht eine räumliche Verlagerung des Neutronenkegels die Messungen. Das tritt auch dann ein, wenn man mit relativ hohen Deuteronenenergien auf ein dickes Tritiumtarget schießt: Durch die wachsende Verschmutzung der Targetoberfläche wird die mittlere Deuteroneneinschußenergie im Tritiumtarget im Laufe längerer Meßzeiten immer kleiner; das hat zur Folge, daß der Winkel zwischen assoziierten x-Teilchen und korrespondierenden Neutronen wächst. Da durch unsere Kammerkonstruktion die Richtung der x-Teilchen festgehalten wird, senkt sich in diesem Fall die Achse des Neutronenkegels.

Die Bestimmung der Achse des Neutronenkegels war nur bis auf ca. $\pm 0,5 \text{ cm}$ am Ort des Streuers, d. h. ungefähr 1° genau. Die kinematikbedingten Schwankungen wesentlich kleiner als 1° zu wählen, ist deshalb nicht sinnvoll. Aus diesem Grunde wurde eine Einschußenergie von ca. 140 keV gewählt. Der Energieabnahme bis zur unteren Schwellenenergie 105 keV der $T(d,n)\alpha$ -Reaktion entspricht dann eine Schwankung von ca. 1° , d. h.: eine Verschiebung der Kegelachse von 10 mm an der Stelle des Streuers nach unten.

Diese Verschiebung fällt allerdings nicht so stark ins Gewicht, da die in III A1 beschriebene Prozedur zur Bestimmung des korrespondierenden Neutronenkegels bei einer Einschüßenergie von 120 keV und mit einem unverbrauchten Tritiumtarget vorgenommen wurde. Die Schwankungen der Kegelachse um den so gefundenen Punkt am Ort des Streuers betragen somit höchstens $\pm 0,5$ cm. Der dadurch bedingte Fehler errechnet sich wie unter III A1, zu etwa 1,5 %, so daß man insgesamt einen geometriebedingten relativen Fehler $R \div 2$ % zu berücksichtigen hat.

3. Ermittlung der Winkelunschärfe der Anordnung

Die endliche Ausdehnung des Streutargets und des Neutronendetektors führen zu einer Winkelunschärfe $\Delta \vartheta$ des Streuwinkels ϑ . Sie ist im wesentlichen nur auf den Winkel zurückzuführen, den der Streuer vom Tritiumtarget aus gesehen überdeckt, da der Abstand: Streuer-Neutronendetektor ($\approx 7,5$ m) viel größer ist als der Abstand: Tritiumtarget-Streuer ($\approx 0,5$ m). In Abbildung 2 sind die geometrischen Verhältnisse skizziert.

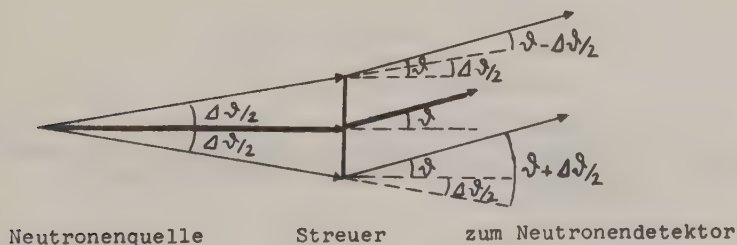


Abbildung 2. Skizze zur Erläuterung der Winkelunschärfe

Da die Reaktionsausbeute unter den einzelnen Streuwinkeln innerhalb des Bereichs $(\vartheta - \frac{\Delta\vartheta}{2}; \vartheta + \frac{\Delta\vartheta}{2})$ je nach Massenbelegung und Neutronenintensität verschieden sind, müssen die einzelnen Streuwinkel mit der jeweiligen Reaktionsausbeute A gewichtet werden. Unter der Winkelunschärfe im Experiment $\Delta\vartheta_{exp}$ wird die über die Reaktionsausbeute A gemittelte Querausdehnung $\bar{b}(y)$, dividiert durch den mittleren Abstand $\bar{L}$ zwischen Streuer und Tritiumtarget verstanden:

$$\Delta\vartheta_{exp} \doteq \frac{\bar{b}(y)}{\bar{L}} = \frac{\int b(y) \cdot A(y) \cdot dy}{\bar{L} \int A(y) \cdot dy} ; \quad b(y) = 2|r-y|$$

In der Überlegungsfigur Abbildung 3 ist der Grundriß des Streuers und die Einfallsrichtung der Neutronen einge-

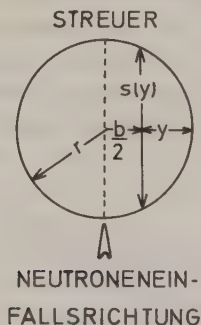


Abbildung 3. Überlegungsfigur zur Berechnung der Winkelunschärfe

zeichnet. Für die Reaktionsausbeute A gilt mit der in Abb.3 definierten Größe s :

$$A = F \cdot [1 - \exp(-m \cdot s(y))] = F \cdot [1 - \exp(-2m \sqrt{2yr - y^2})]$$

Die Funktionen $F = F(\xi(y))$ sind in III B 1 definiert. Sie sind ein Maß für die Neutronenintensität. Die Größe m ist der Absorptionskoeffizient von 14-MeV-Neutronen im Streuermaterial. Abbildung 4 zeigt die für Mg berechnete Funktion A. Für $\bar{L}$ erhält man bei beiden Streuern einen Wert von ca. 31 mm, dem entspricht ein $\Delta \vartheta_{\text{exp}}$ von ca. 4° ($\bar{L} \doteq 47$ cm).

Die Halbwertsbreite der Funktion A ergibt sich aus Abbildung 4 zu 5,5 cm. Ihr entspricht eine Winkelunschärfe von $6,5^\circ$.

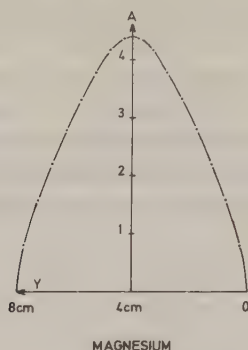


Abbildung 4. Reaktionsausbeute A als Funktion der Breite y des Magnesiumstreuers

4. Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronendetektors

Die Nachweiswahrscheinlichkeit W eines Detektors gibt an,

welcher Bruchteil N_R einer auf den Detektor auftreffenden Teilchenzahl N_e im Experiment registriert wird:

$$W = \frac{N_R}{N_e}$$

Dieser Quotient läßt sich für unseren experimentellen Aufbau leicht bestimmen, indem man den Neutronendetektor mit seiner Frontfläche senkrecht in den korrespondierenden Neutronenkegel stellt und ihn so nahe an das Tritiumtarget heranschiebt, daß er den Neutronenkegel ganz überdeckt. Dann ist die einfallende Teilchenzahl gleich der Anzahl N_α der assoziierten Alfateilchen und die registrierte Teilchenzahl N_R gleich der Anzahl der Ereignisse, die unter der "Flugzeitlinie" der direkten Neutronen liegt. Eine solche Messung lieferte für die Nachweiswahrscheinlichkeit W_D der direkten Neutronen:

$$W_D = 5,7\%$$

Aus diesem Wert lassen sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die elastisch und inelastisch gestreuten Neutronen berechnen. Dazu dient die Beziehung:

$$W(E) = n \cdot h \cdot \sigma \cdot \left(1 - \frac{B}{E}\right) \cdot (1 + \alpha(E, B))$$

Dabei bedeuten:

h = Dicke des Szintillators (= 30 mm)

= totaler WQ der (n,p)-Streuung (= .69 barn)

n = Anzahl der H-Atome pro cm^3 des Szintillators
(= $5,21 \cdot 10^{22}$)

E = Energie der zu messenden Neutronen

B = untere Energieschwelle

α = prozentualer Anteil, um den die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Mehrfachstreuung im Szintillator vergrößert wird.

Da die in diesem Experiment auftretenden Neutronenenergien E nicht wesentlich verschieden von $E = 14,1$ MeV sind, kann man annehmen, daß die Wahrscheinlichkeit der Vielfachstreuung für Neutronen der Energien E und E_D ungefähr gleich ist. Somit berechnet sich die Nachweiswahrscheinlichkeit $W(E)$ aus der bekannten $W(E_D)$ nach der Beziehung:

$$W(E) = W(E_D) \cdot \frac{E_D}{E} \cdot \frac{E-B}{E_D-B} \quad *$$

Um $W(E)$ zu bekommen, muß man also B kennen. D. h.: Man muß erstens bestimmen, bei welchem Bruchteil der maximalen Impulshöhe am linearen Ausgang des Photomultipliers die "untere Schwelle" gesetzt wurde, und zweitens, wie die Lichtausbeute im Szintillator (und folglich die Impulshöhe am linearen Ausgang) mit der Energie der Rückstoßprotonen im Szintillator zusammenhängt. Dieser Zusammenhang ist im wesentlichen für alle Plastiksztintillatoren mit derselben H-Atomkonzentration, gleicher Lichtausbeute und ähnlicher "decaytime" dieselbe (32). Zur Unterdrückung der Gammauntergrunds ergab sich als günstigstes Impulshöhenverhältnis der kleinsten zugelassenen Impulshöhe V_U zur maximalen Impulshöhe V_M :

$$V_U / V_M = 0.67 / 2.65 = 0.254$$

dem entspricht nach (33) ein Wert von $B = (6,9 \pm 0,2)$ MeV.

Diese szintillatortypbedingte Unsicherheit von $W(E)$ zieht eine Ungenauigkeit in der Bestimmung von $W(E)$ nach sich:

$$\left. \frac{\Delta W}{W} \right|_E = \frac{E - E_D}{E_D - B} \cdot \frac{B}{E - B} \cdot \frac{\Delta B}{B} = 1 \%$$

Dieser Fehler stimmt nur für die inelastische Streuung.

Für die elastische ist er kleiner als 0,3 %.

Bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die elastisch und inelastisch gestreuten Neutronen aus

W_D mittels * bekommt man keinen einheitlichen Wert für alle Streuwinkel, da die Energie der gestreuten Neutronen winkelabhängig ist. Der Zusammenhang zwischen der Abweichung ΔW und der Energieabweichung ΔE ist:

$$\left. \frac{\Delta W}{W} \right|_B = \frac{B}{E-B} \cdot \frac{\Delta E}{E} \leq 2\% \text{ wenn man für alle } E(\vartheta) = E(90^\circ)$$

einsetzt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden deshalb für $\vartheta_{LAB} = 90^\circ$ berechnet und über den gesamten Winkelbereich als konstant betrachtet. Es ergaben sich dabei für die Nachweiswahrscheinlichkeiten W und ihre relativen Fehler R_W die nachstehenden Werte:

	W	R_W
Mg elastisch	5,5 %	2 %
Si elastisch	5,5 %	2 %
Mg inelastisch	4,93 %	2,1%
Si inelastisch	4,74 %	2,3%

5. Ermittlung des Energie- bzw. Zeitaufklärungsvermögens der Anordnung

Da die Energie E der gestreuten Neutronen über ihre Flugzeit T bestimmt wird, beträgt das Energieauflösungsvermögen das Doppelte des Zeitaufklärungsvermögens.

Das Zeitaufklärungsvermögen wurde in einer parallel laufenden Diplomarbeit genauer untersucht (5). Einzelheiten findet man dort.

Zur Einstellung der Photomultiplier-"Zeitbasen" (vgl. I B 5) wurde ein Samplingoszilloskop verwendet. Abbildung 5 zeigt die mit dem Samplingoszilloskop aufgenommenen, nach dem "constant-fraction"-Verfahren zusammengesetzten Impulse am Ausgang der Alfadetektor-Zeitbasis. Die Einstellung der

Zeitbasen erfolgte im Hinblick auf einen möglichst einheitlichen Nulldurchgang aller Impulse. Der Maßstab auf

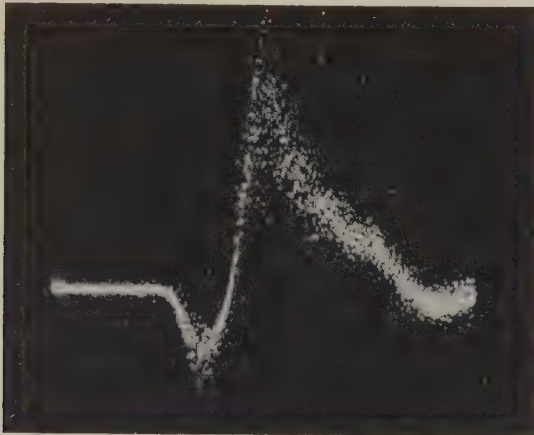


Abbildung 5. Impulse am Ausgang der constant-fraction-Zeitbasis des Alfadetektors. (1 cm = 2 ns)

der Abszisse beträgt 2 ns/cm.

In Abbildung 6 ist eine Timinglinie direkter, vom Tritiumtarget zum Neutronendetektor gelangender Neutronen aufgezeigt. Die Zeitunschärfe betrug in diesem Fall etwa 1,2 bis 1,3 ns.

Die während der Messungen tatsächlich auftretende Zeitunschärfe wird zusätzlich noch durch die Abmessungen des Streutargets beeinflusst; das macht sich vor allem bei Winkeln um 90° herum durch eine Verbreiterung der Flugzeitlinien bemerkbar, da hier die maximale Schwankung

der Neutronenlaufzeitstrecke vom Tritiumtarget zum Neutronendetektor in etwa dem Durchmesser des Streutargets gleichzusetzen ist. Diese "Laufstreckenschwankung" entspricht einer Zeitunschärfe von 1,6 ns.

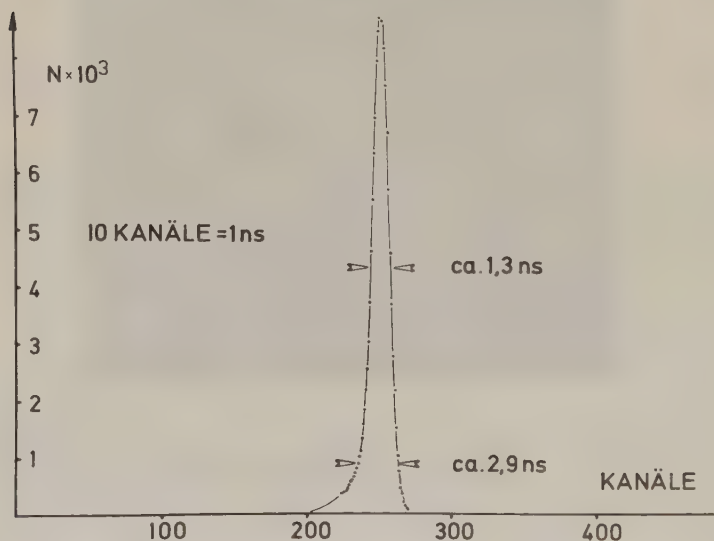


Abbildung 6. Flugzeitlinie direkter Neutronen

Da aber unter Streuwinkeln um 90° herum die Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung nicht mehr wesentlich verschieden sind, können die zugehörigen Flugzeitlinien trotz der Linienverbreiterung gut getrennt werden.

Unter Vorwärtswinkeln bekommt man praktisch keine Unterschiede in den Laufstrecken, so daß die Apparatur hier praktisch dasselbe Zeitaufklärungsvermögen besitzt wie

für die direkt vom Tritiumtarget in den Neutronendetektor gelangenden Neutronen.

Wegen des großen Unterschieds zwischen elastischem und inelastischem Wirkungsquerschnitt unter Vorwärtswinkeln, ist für die einwandfreie Trennung beider Neutronengruppen ein gutes Energieauflösungsvermögen notwendig. Das aus der Zehntelwertsbreite der Flugzeitlinien von ca. 3-4 ns abgeleitete maximale Energieauflösungsvermögen beträgt bei einer Flugstrecke von 5 m etwa 6 % bis 8 %; dem entspricht ein ΔE von 0,85 bis 1,1 MeV. Dieser Wert ist für die Messung von ^{28}Si bereits so gut, daß zur Auswertung der Flugzeitspektren keine Entfaltungen der Spektrallinien mehr notwendig sind. Um das auch für ^{24}Mg gewährleisten zu können, wurde hier eine Flugstrecke von ca. 7,5^m gewählt.

B Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Fehler

1. Berechnung der Apertur der Blendenanordnung in der Targetkammer und des Strahlprofils des Neutronenkegels

Zur Ermittlung der Wirkungsquerschnitte aus den Meßergebnissen wird das "Intensitätsprofil" des ausgeblendeten Neutronenkegels am Ort des Streuers benötigt. Es läßt sich aus der Apertur der Blendenanordnung in der Targetkammer berechnen. Dazu dienen die folgenden Überlegungen:

Da Neutronen und assoziierte Alfaeilchen praktisch in entgegengesetzter Richtung auseinanderfliegen, genügt es, das Profil des durch die Blendenanordnung ausgeblendeten α -Teilchenkegels zu berechnen. Die geometrischen Verhältnisse sind in Abbildung 7 zu sehen. Der zur Formung des Alfastrahlprofils entscheidende Beitrag des Brennflecks auf dem Tritiumtarget ist seine Projektion f' (vgl. Bild 5 aus I). Das Tritiumtarget läßt sich also in den weiteren Überlegungen durch die Quelle f' am Ort des Tritiumtargets

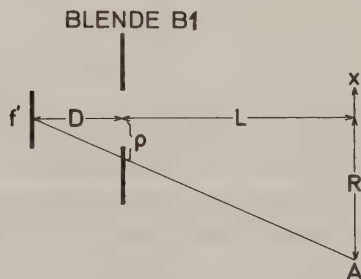


Abbildung 7. Geometrische Anordnung von effektiver Tritiumtargetfläche und Blende B 1.

ersetzen; f' besitzt dieselbe Fläche wie die Kammereintrittsblende B_2 , hat also (ebenso wie B_1) einen Durchmesser von 5,0 mm. Aus Abbildung 7 entnimmt man die Beziehung:

$$R = \frac{g \cdot L}{D + L} \quad (B1,1)$$

Mißt man nun am Ort A (vgl. Abb. 7) die Alfaintensität die vom Target f' ausgeht, so bekommt man als wirksame Targetfläche F nicht mehr f' , sondern nur noch einen Bruchteil davon, weil, von A aus gesehen ein Teil von f' durch die Blende B_1 abgedeckt wird. Ist $L \gg D$, so sieht die Fläche F bei kleinem $\times$ für einen die x-Achse von null nach außen laufenden Beobachter so aus wie der Durchschnitt zweier gleichgroßer Kreisscheiben, die zunächst deckungsgleich waren und dann auseinandergeschoben werden. Das zeigt die Abbildung 8. Für die eingezeichneten Größen gilt:

$$g = 2d = 2(r - h) \quad \text{für } 0 \leq h \leq r \quad (B1,2)$$

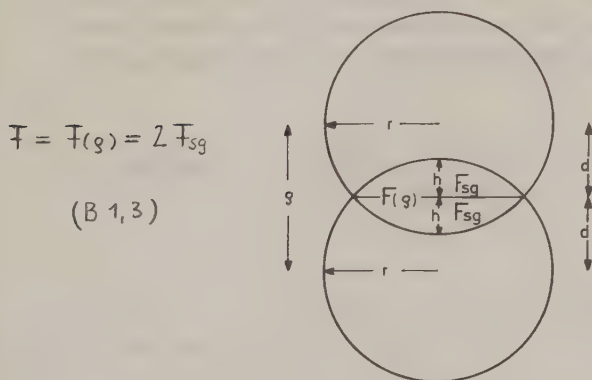


Abbildung 8. Überlegungsfigur zur Berechnung des Intensitätsprofils des korrespondierenden Neutronenkegels

Diese Beziehungen gelten ebenfalls im Neutronenkegel, da Neutronen und korrespondierende γ -Teilchen unter einem Winkel von ca. 180° auseinanderfliegen. Damit läßt sich die während der Meßzeit registrierte Gesamtzahl S von Neutronen pro Flächeneinheit angeben: es ist;

$$S = S(R).$$

Dann gilt für die Anzahl der Neutronen, die während der Meßzeit auf ein Flächenelement df trifft:

$$S(R)df = S(R) \cdot R \cdot d\varphi \cdot dR$$

Nun ist $S(R)$ aber proportional der Größe $F(\vartheta)$ aus (B 1,3):

$$S(R) \cdot R \cdot d\varphi \cdot dR = \beta \cdot F(\vartheta) \cdot R \cdot d\varphi \cdot dR = \beta \cdot \frac{(L+D)^2}{D^2} \cdot F(\vartheta) \cdot g \cdot d\varphi \cdot dg$$

Die Proportionalitätskonstante β ergibt sich durch Integration der rechten und linken Seite dieser Gleichung bis zum maximalen R bzw. g . Für die linke Seite erhält man N_α , die Gesamtzahl der korrespondierenden Alphateilchen. Das Integral $\int_0^{g_{max}} F(\vartheta) dg$ ergibt den Wert $r^4 \pi / 2$ *). Damit gilt:

$$S(R) = \frac{N_\alpha}{\pi^2} \cdot \frac{D^2}{(L+D)^2} \cdot \frac{F(g)}{r^4} \quad (B1, 4)$$

*) $\int_0^{g_{max}} F(\vartheta) \cdot g \cdot dg = 2 \cdot \int_0^{g_{max}} F_{\Delta g} \cdot g \cdot dg =$ (α = Zentrwinkel)

$$= \int_0^{g_{max}} r^2 \cdot (\alpha - \sin \alpha) \cdot 2 \cdot (r-h) \cdot 2 dh =$$

($h = r \cdot (1 - \cos \frac{\alpha}{2})$)

$$= \int_0^{g_{max}} 4 r^2 \cdot (\sin \alpha - \alpha) \cdot r \cdot \cos \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \cdot d\alpha =$$

*)

$$\begin{aligned} = r^4 \int_{\pi}^0 (\sin \alpha - \alpha) \sin \alpha \, d\alpha &= \left\{ \left[\frac{\alpha}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\alpha \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[\sin \alpha - \alpha \cos \alpha \right] \right\} r^4 = \\ &\quad (B1,5) \\ &= \frac{r^4 \pi}{2} ; \end{aligned}$$

2. Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung der Neutronenabsorption im Streuer

Die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wird numerisch durchgeführt. Zu diesem Zweck wird das Streutarget in geeigneter Weise in quaderförmige Massenelemente $\Delta M_{\kappa\lambda\mu}$ eingeteilt mit einer Stirnfläche von 5 mm x 5 mm. Die Rasterung der Grundfläche und der (der Neutronenquelle zugewandten) Stirnfläche ist aus Abbildung 9 ersichtlich.

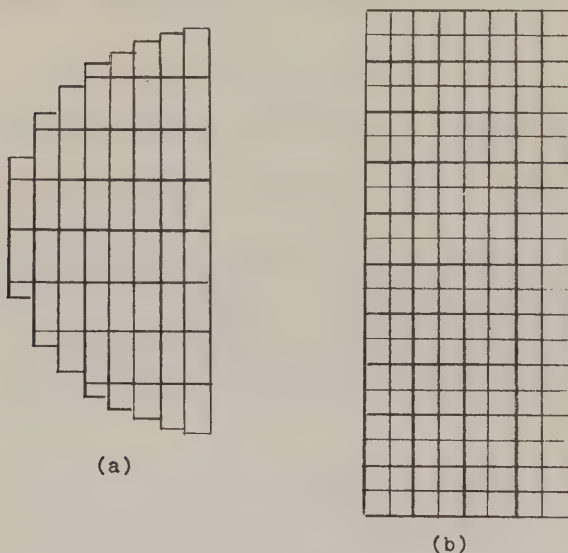


Abbildung 9. Rasterung der Grundfläche (a) und der Stirnfläche (b) des Streuers
(Der Einfachheit halber wurde stets nur die linke Streuerhälfte skizziert.)

Dabei gibt μ an, in welcher Tiefe von der zur Neutronenquelle hingewandten Mantelfläche aus gesehen sich das Massenelement befindet; λ besagt, wie weit rechts bzw. links vom Massenmittelpunkt das Massenelement sitzt und K , wie weit unter bzw. über dem Schwerpunkt dasselbe sich befindet. Es gilt:

$$\Delta M_{K\lambda\mu} = \Delta M_{\lambda\mu} \text{ und für die zugehörige atomare}$$

Flächendichte $n_{K\lambda\mu}$ eines solchen Elementes:

$$n_{K\lambda\mu} = n_{\lambda\mu}$$

Abbildung 10 zeigt die Verhältnisse auf. Laut Definition des Wirkungsquerschnitts gilt für ein $\Delta M_{K\lambda\mu}$ im Laborsystem:

$$\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{dN_{K\lambda\mu}^A(\vartheta)/d\Omega}{N_{K\lambda\mu}^E \cdot n_{K\lambda\mu}}$$

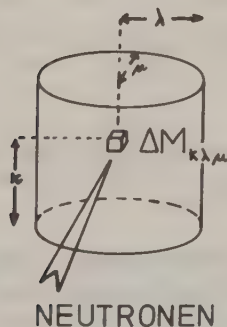


Abbildung 10. Skizze zur Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

wobei $d N_{\kappa\lambda\mu}^A(\vartheta) / d\Omega$ die das Volumenelement $\Delta M_{\kappa\lambda\mu}$ unter dem Winkel ϑ verlassende, von der Reaktion betroffene, Teilchenzahl pro Raumwinkel und $N_{\kappa\lambda\mu}^E$ die das Volumenelement treffende Teilchenzahl ist.

Die außerhalb des Streutargets pro Raumwinkel gemessene Teilchenzahl $d N_{\kappa\lambda\mu}^{gem.} / d\Omega$ ist bei 100 %iger Nachweiswahrscheinlichkeit:

$$\frac{d N_{\kappa\lambda\mu}^{gem.}}{d\Omega} = \frac{d N_{\kappa\lambda\mu}^A}{d\Omega} \cdot e^{-m \cdot d_{\kappa\lambda\mu}(\vartheta)}$$

wobei $d_{\kappa\lambda\mu}(\vartheta) = d_{\lambda\mu}(\vartheta)$ der vom Zentrum von $\Delta M_{\kappa\lambda\mu}$ unter ϑ gemessene Abstand bis zur Oberfläche des Streuers ist; m ist der Absorptionskoeffizient des Targets für die von der Reaktion betroffenen Neutronen. Da in dem von uns betrachteten Energiebereich der totale Absorptionswirkungsquerschnitt konstant ist, behält m für die einfallenden und die gestreuten Neutronen denselben Wert.

Insgesamt gilt:

$$\frac{d N_{\kappa\lambda\mu}^{gem.}}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} \cdot N_{\kappa\lambda\mu}^E \cdot n_{\lambda\mu} \cdot e^{-m d_{\lambda\mu}(\vartheta)}$$

Die gesamte gemessene Zählrate folgt aus der Summation über alle Volumenelemente:

$$\frac{d N^{gem.}}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} \cdot \sum_{\kappa} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} N_{\kappa\lambda\mu}^E \cdot n_{\lambda\mu} \cdot e^{-m d_{\lambda\mu}}$$

Mit Gleichung (B 1,4) , unter Berücksichtigung der Absorption der einfallenden Neutronen und nach Integration

über die Meßzeit gilt:

$$N_{\kappa\lambda\mu}^e = S(R_{\kappa\lambda}) \cdot f_{\kappa\lambda} \cdot e^{-x_{\lambda\mu} \cdot m} = \frac{N_{\alpha}}{\pi^2} \cdot \frac{D^2}{(L_{\lambda\mu} + D)^2} \cdot \frac{F(g_{\kappa\lambda})}{\tau^4} \cdot f_{\kappa\lambda} \cdot e^{-x_{\lambda\mu} \cdot m}$$

dabei ist $f_{\kappa\lambda} = f_0$ die Stirnfläche von $\Delta M_{\kappa\lambda\mu}$; $R_{\kappa\lambda\mu}$, bzw. $g_{\kappa\lambda\mu}$ können auf der Mantelfläche des Streuers durch $R_{\kappa\lambda}$ bzw. $g_{\kappa\lambda}$ ersetzt werden, da die dritte "Koordinate" μ durch die Bedingung: "auf der Manteloberfläche" mit κ und λ schon festliegt. Laut Bezeichnung in Bild 14a ist $L_{\kappa\lambda\mu} = L_{\lambda\mu}$; $\exp(-m \cdot x_{\lambda\mu})$ gibt die Abschwächung des einfallenden Neutronenstrahls nach der Eindringtiefe $x_{\lambda\mu}$ an. Damit haben wir:

$$\frac{dN_{\text{gem}}}{d\Omega} = \frac{dG(\mathcal{J})}{d\Omega} \sum_{\kappa} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} \frac{N_{\alpha}}{\pi^2} \cdot \frac{D^2}{(L_{\lambda\mu} + D)^2} \cdot \frac{F(g_{\kappa\lambda})}{\tau^4} \cdot f_0 \cdot n_{\lambda\mu} \cdot e^{-m(x_{\lambda\mu} + d_{\lambda\mu})}$$

Unter Einbeziehung der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit W erhält man, wenn N_e die im Neutronendetektor nachgewiesene Anzahl von Reaktionsneutronen und $\Omega_0(\mathcal{J})$ der Raumwinkel ist, unter dem das Streutarget den Neutronendetektor sieht, schließlich für den diff. W.Q. im Laborsystem:

$$\frac{dG(\mathcal{J})}{d\Omega} = \frac{N_e \cdot \pi^2}{\Omega_0 \cdot W} \cdot \frac{(L+D)^4 \cdot \tau^4}{N_{\alpha} \cdot D^2 \cdot f_0} \left\{ \underbrace{\sum_{\kappa} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} F(g_{\kappa\lambda}) \cdot n_{\lambda\mu} \cdot e^{-m(x_{\lambda\mu} + d_{\lambda\mu})}}_{K} \right\}^{-1} \quad (B2,1)$$

Durch einige Symmetriebetrachtungen läßt sich der rechte Klammerausdruck in dieser Beziehung vereinfachen, denn das System ist symmetrisch bezüglich "oben und unten". Daraus folgt, wenn die Indizes K nur noch die obere Streuerhälfte berücksichtigen:

$$\sum_{\kappa} \sum_{\lambda} \sum_{\mu} = 2 \cdot \sum_{\hat{\kappa}} \sum_{\lambda} \sum_{\mu}$$

Weiter ist $\bar{F}(g_{kl}) = 2 \cdot \hat{F}_{Sg}(g_{kl}) \cdot r^2$, wobei $\hat{F}_{Sg}$ die in Einheiten von r^2 gemessene Segmentfläche ist. Ferner wird $n_{\lambda\mu}$ in Einheiten $\hat{n}_{\lambda\mu}$ der für 1 cm Schichtdicke errechneten atomaren Flächendichte N_F gemessen. Dann ist:

$$K = 4 r^2 N_F \cdot \underbrace{\sum_R \sum_\lambda \hat{F}(g_{kl}) \sum_\mu \hat{n}_{\lambda\mu} \cdot e^{-m(X_{\lambda\mu} + d_{\lambda\mu})}}_{B(\mathcal{J})}$$

Die rechts stehende Dreifachsumme $B(\mathcal{J})$ wurde für jeden Winkel $\mathcal{J}$ und beide Streuertargets aus den entsprechenden vier Größen n, g, x , und d . Ist $X(\mathcal{J})$ der Abstand zwischen Streutarget und Neutronendetektor und f_D die Fläche des Detektors, so wird $B(2,1)$ mit $\Omega_D = f_D / X(\mathcal{J})^2$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathcal{J}) = \frac{N_e \cdot X(\mathcal{J}) \cdot \pi^2 \cdot (L+D)^2 \cdot r^2}{4 \cdot N_x \cdot f_D \cdot D^2 \cdot f_0 \cdot N_F \cdot W \cdot B(\mathcal{J}) \cdot \Delta\tau}$$

(B2,2)

Im Folgenden werden noch einmal alle Größen mit ihren typischen relativen Fehlern aufgezählt. Wo keine Fehlerangaben stehen, sind die Fehler vernachlässigbar klein:

- $\mathcal{J}$ = Streuwinkel im Laborsystem (Einstellgenauigkeit: $\pm 0,5^\circ$, Winkelunschärfe: $\pm 2^\circ - 3,5^\circ$)
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ = diff. Wirkungsquerschnitt im Laborsystem
- N_e = Anzahl der "echten Ereignisse" (typischer statistischer Fehler: 5-10 %)
- N_x = Gesamte Alfazählrate während einer Messung
- $X(\mathcal{J})$ = Abstand: Streuer-Detektor (ca. 7,5 m bzw. ca. 5m)

* berechnet

- L^2 = Abstandsquadrat: Tritiumtargetmitte-Blende B1
 (= $34^2 \text{ cm}^2 \pm 1 \%$)
- $(L+B)^2$ = gemittelttes Abstandquadrat: Streuer-Tritiumtarget
 (= $50^2 \text{ cm}^2 \pm 1 \%$)
- f_D = Neutronendetektorfläche (= 25^2 cm^2)
- f_0 = Eintrittsfläche der Elemente (= 5^2 mm^2)
- r^2 = Radiusquadrat der Blenden B1 bzw. B2 (= $2,5^2 \text{ mm}^2 \pm 1 \%$)
- W = Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronendetektors
 (typischer Fehler 2 % bis 2,3 %)
- N_p = Atomare Flächendichte einer 1 cm dicken Schicht
 des verwendeten Streumaterials
- $B(\lambda)$ = charakteristische "Streuer-Strahlprofil"-funktion
 (typischer Fehler 2 %, nach Massenkorrektur; siehe
 3a,b)
- sr = 1 Steradian

Die mit Formel B 2,2 berechneten Wirkungsquerschnitte müssen noch auf Isotopenbeimischungen in den natürlichen Targets, Mehrfachstreuung und Fehler im numerischen Verfahren korrigiert werden. Das geschieht zusammen mit einer Fehlerabschätzung im folgenden Kapitel. Im Anschluß daran sind die korrigierten Wirkungsquerschnitte aufgelistet.

3. Fehlerdiskussion und Korrekturen

Die Fehler bei der Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte setzen sich im wesentlichen aus zwei Anteilen zusammen:

a) den Fehlern des numerischen Verfahrens. Sie werden im folgenden abgeschätzt:

Macht man in Formel B 2,2 den Grenzübergang zu unendlich kleiner Rasterung, so erhält man ein Dreifachintegral anstatt der Dreifachsumme. Aus der Gegenüberstellung des exakten Integrals und der Dreifachsumme erkennt man die drei Fehlerquellen des numerischen Verfahrens:

i) Die Integration der exponentiellen Abklingkurve des Neutronenflusses im Streuer ist durch eine stufenweise Summation der Exponentialfunktion an verschiedenen Stützstellen ersetzt worden. Dieser Fehler berechnet sich bei einem mittleren x_u von ca. 4 cm zu einem Wert der kleiner ist als 0,5 %. Da das gesamte Integral über die Exponentialfunktion aber aus dem Produkt zweier Integrale (nämlich über dx und dy) besteht, ist der resultierende Fehler nur kleiner als 0,1 %.

Weiterhin muß die Ungenauigkeit des Absorptionskoeffizienten m von ca. 4 % berücksichtigt werden. Sie führt zu einem mittleren relativen Fehler von ca. 1,2 % für Magnesium und 0,9 % für Silicium bei der Berechnung der Exponentialfunktion. Die Gesamtfehler für Magnesium und Silicium betragen also 1,3 % bzw. 1,0 %.

ii) Die Funktion F wird gerastert. Der dadurch bedingte Fehler läßt sich, wie folgt abschätzen: Für einen mittleren Abstand von $L = 50$ cm wird $\int F(\varphi) d\varphi$ (vgl. B 1,5) berechnet über eine Kreisfläche K mit einem Radius $R = 4$ cm. Dem entspricht ein Zentriwinkel $\alpha = 116,1^\circ \rightarrow$

$$\begin{aligned} \int_K F d\varphi &= 2\pi \cdot \int_0^R F \cdot R \cdot dR = \left(\frac{L+D}{D} \right)^2 \cdot 2\pi \cdot \int_0^{\alpha} F \cdot \varphi \cdot d\varphi = \\ &= \left(\frac{L+D}{D} \right)^2 \cdot 2\pi \cdot r^4 \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \frac{\alpha_0}{2} + \alpha_0 \cos \alpha_0 - \frac{1}{4} \sin 2\alpha_0 - \right. \\ &\quad \left. - \sin \alpha_0 \right] = \left(\frac{L+D}{D} \right)^2 \cdot 243,48 \text{ mm}^4. \end{aligned}$$

Nach dem auf der Rasterung beruhenden numerischen Verfahren erhält man:

$$\int_k F df = \left(\frac{L+b}{b} \right)^2 \cdot 244,05 \text{ m}^4$$

Die Abweichung ist also kleiner als 0,3 %. Damit ist der gesamte aus i) und ii) erhaltene Fehler des Dreifachintegrals $B(\mathcal{J})$ kleiner als 1,6 %.

iii) Die Abmessungen der Streutargets weichen ganz geringfügig von den in der Auswertung benützten geraden Maßen ab. Die Größe $B(\mathcal{J})$ muß deshalb zu einer Größe $B'(\mathcal{J})$ korrigiert werden. Das geschieht durch Multiplikation mit dem Quotienten aus echtem Streuvolumen durch ausgewertetes Streuvolumen. D.H.:

$$B'(\mathcal{J}) = B(\mathcal{J}) \cdot \frac{1.000}{1.025}$$

b) den Fehlern aufgrund der Isotopenbeimischung in den verwendeten natürlichen Targets und aufgrund der Mehrfachstreuung.

Der nach Gleichung (B 2,2) berechnete diff. Wirkungsquerschnitt ist proportional der Anzahl N_e , die durch Integration der Flugzeitlinien erhalten wird, und der Atomaren Flächendichte der Streuer:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ber.}} = \frac{N_e}{N_F} \cdot \text{const.}$$

Da man es hier aber mit natürlichen Targets zu tun hat, die neben den interessierenden Substanzen ^{24}Mg und ^{28}Si noch deren stabile Isotope enthalten, setzt sich die Atomare Flächendichte N_F aus zwei Anteilen zusammen $N_F = N_{F0} + N_{FI}$, wobei N_{F0} der von den interessierenden

Kernen herrührende und N_I der von den Isotopen herrührende Anteil ist. Eine entsprechende Aufspaltung wird auch mit $N_e = N_{e0} + N_{eI}$ vorgenommen. Dann gilt mit $N_{FI} = \alpha N_{F0}$ und $N_{eI} = \alpha' N_{e0}$:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ber.}} = \frac{N_{e0} (1 + \alpha')}{N_{F0} (1 + \alpha)} \cdot \text{const.} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 \cdot \frac{1 + \alpha'}{1 + \alpha}$$

Dabei ist $d\sigma/d\Omega|_0$ der interessierende zu den Kernen ^{24}Mg und ^{28}Si gehörende Wirkungsquerschnitt.

Berücksichtigt man zusätzlich noch die Mehrfachstreuung mit einem Faktor $(1 + \beta)$, um den die gemessenen Wirkungsquerschnitte verglichen mit den tatsächlichen vergrößert werden, so erhält man schließlich für die Beziehung zwischen den echten Wirkungsquerschnitten $d\sigma/d\Omega|_0$ und den nach $(B\ 2,2)$ berechneten $d\sigma/d\Omega|_{\text{ber.}}$:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ber.}} \cdot \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha'} \cdot \frac{1}{1 + \beta} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ber.}} \cdot K$$

Im Folgenden wird der Korrekturfaktor K zunächst für die inelastische Streuung an ^{24}Mg und ^{28}Si abgeschätzt, danach für die elastische Streuung:

Wegen des hohen Energieauflösungsvermögens der verwendeten Meßanordnung brauchten Beiträge der vorhandenen Isotope nicht berücksichtigt zu werden. Das heißt: $\alpha' = 0$

$$\text{für Mg: } K_{\text{inel, Mg}} = \frac{1 + \alpha}{1 + \beta} \doteq \frac{1 + 0.25}{1 + 0.22} \doteq 1 \quad \text{und}$$

$$K_{\text{inel, Si}} = \frac{1 + \alpha}{1 + \beta} \doteq \frac{1 + 0.08}{1 + 0.17} \doteq 0.93$$

Da die aus (7) entnommenen β -Werte mit Fehlern $\leq 10\%$ als 10 % behaftet sind, sind die Werte von K bis auf 2 % genau. Das heißt aber, daß der durch Doppelstreuung und Isotopbeimischung im Target verursachte relative Fehler R_{Target} kleiner als 2 % ist.

Für die elastische Streuung konnte der Anteil der Mehrfachstreuung schon bei der Integration der Flugzeitlinien eliminiert werden: Es wurde nicht über die volle Fußbreite der elast. Flugzeitlinie integriert, sondern der linke asymmetrische auf die Mehrfachstreuung zurückzuführende Ausläufer abgeschnitten. Die Kanalzahl, über die integriert wurde, war $2 \cdot k$, wobei k = Abstand:Maximum - Fußpunkt der rechten Flanke. Dann gilt

$$K_{\alpha} \doteq \frac{1+\alpha}{1+\alpha'} \doteq 1$$

da der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung an den Isotopen nicht wesentlich verschieden vom Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung an den in den interessierenden Kernen ist, also $\alpha = \alpha'$ in diesem Falle.

Berücksichtigt man alle systematischen Fehler insgesamt, so erhält man einen systematischen Gesamtfehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte von ca. 6 %.

In den beiden folgenden Tabellen sind die korrigierten differentiellen Wirkungsquerschnitte nebst einigen charakteristischen Größen angegeben.

ϑ_{LAB}	ϑ_{CM}	$\chi(m)$	$B(\vartheta)$	$B(\vartheta)$	$N_{\alpha} \cdot 10^6$	N_{el}	N_{ind}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{CM} \left(\frac{mb}{sr} \right)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{LAB} \left(\frac{mb}{sr} \right)$
21,5°	22,5°	7,545	467	456	4,446	18872	833	21,6 ± 2	479 ± 10
32°	33,2	7,628	467	456	4,848	6042	1058	26,2 ± 1,6	143 ± 3
37°	38,5	7,706	469	458	3,557	1653	824	28,4 ± 1,7	54,2 ± 2
42,5	44,0	7,692	467	456	4,325	1042	752	21,4 ± 1,7	28,2 ± 1,6
47,5	49,0	7,754	469	458	3,840	684	668	21,8 ± 1,7	21,1 ± 1,6
53,0	55,0	7,755	470	459	5,458	1389	1389	22,5 ± 1,6	30,0 ± 1,5
58,0	60,0	7,810	473	561	3,887	1409	1409	19,6 ± 1,7	43,2 ± 2,1
63,0	65,0	7,858	474	462	5,281	2152	2152	17,4 ± 1,4	49,0 ± 1,4
73,5	75,5	7,924	474	462	6,003	1923	1923	16,3 ± 1,5	39,2 ± 1,6
83,5	86,0	8,013	476	465	6,155	1071	1071	14,6 ± 1,5	21,6 ± 1,3
93,5	96,0	8,100	479	467	7,617	617	617	9,3 ± 1,3	10,2 ± 1,2
103,5	106,0	8,188	479	468	8,170	550	550	3,3 ± 0,5	8,75 ± 3,7
113,0	115,0	8,223	480	469	7,877	733	733	1,90 ± 1,4	12,0 ± 1,5
123,0	125,0	8,349	483	471	7,209	452	452	8,3 ± 1,7	8,35 ± 1,4
132,5	134,5	8,399	484	472	8,415	279	279	8,1 ± 1,9	4,46 ± 1,6
142,0	143,5	8,409	415	473	7,869	400	400	8,22 ± 1,5	6,85 ± 1,5
151,5	153,0	8,471	486	474	7,968	111	403	8,3 ± 1,9	1,90 ± 1,5

Tabelle 5: Daten bei der Messung

ϑ_{LAB}	ϑ_{CM}	$\chi(m)$	$B(\vartheta)$	$B'(\vartheta)$	$N_K \cdot 10^6$	N_{el}	N_{inel}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{CM} (mb)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{LAB} (mb)$
21,5°	22,5°	7,545	546,1	532,8	6,386	19730	466	$10,4 \pm 1,6$	$432,8 \pm 8$
32,0	33,2	7,628	537,0	523,9	6,512	6826	812	$18,4 \pm 1,2$	$152,6 \pm 3$
37,0	38,5	7,706	539,8	526,6	5,162	1663	676	$19,7 \pm 1,6$	$47,6 \pm 2$
42,5	44	7,692	542,3	529,1	3,883	668	528	$20,4 \pm 2,2$	$25,2 \pm 2,4$
47,5	49	7,754	534,0	521,0	5,161	919	535	$16,2 \pm 1,7$	$26,9 \pm 1,8$
53,0	55	7,755	532,7	519,7	5,124	1523	631	$19,4 \pm 1,8$	$45,1 \pm 2,2$
63,0	65	7,858	536,6	523,5	5,989	2207	588	$15,9 \pm 2,0$	$57,0 \pm 2,2$
73,5	75,5	7,924	537,1	524,0	7,553	1589	394	$8,7 \pm 1,8$	$33,1 \pm 2,5$
83,5	86	8,013	537,7	524,6	6,168	447	257	$6,7 \pm 1,8$	$11,6 \pm 1,3$
95,5	97,5	5,078	540,4	527,2	5,747	865	622	$7,5 \pm 1,0$	$9,65 \pm 1,2$
105,5	107,5	5,161	540,6	527,4	4,462	1190	206	$3,4 \pm 1,1$	$17,7 \pm 1,8$
115,5	117,5	5,236	537,3	524,2	5,195	887	565	$8,2 \pm 1,4$	$11,7 \pm 1,5$
125,0	127	5,338	540,6	527,4	5,581	795	452	$6,4 \pm 1,0$	$10,1 \pm 2,4$
134,0	135	5,378	543,0	529,8	6,102	685	455	$6,0 \pm 1,0$	$8,03 \pm 2,0$
143,9	145	5,436	542,5	529,3	5,316	602	419	$6,6 \pm 1,6$	$8,5 \pm 1,5$

Tabelle 4: Daten bei der Messung von 28-Silizium.

Literaturverzeichnis

1. J.P. Davidson: "Collective Models of the Nucleus",
Academic Press New York and London 1968
2. N. Austern: "Direct Nuclear Reaction Theories",
John Wiley & Sons New York 1970
3. B.V. Rybakov and V.A. Sidorov: "Fast-Neutron Spektroskopie", Chapman and Hall LTD. London 1960
4. G. Joppich; Diplomarbeit, Erlangen 1969
5. R. Stolle; Diplomarbeit, Erlangen 1973
6. W.J. McDonald and D.A. Gedcke; Nucl. Inst. and Meth.
55 (1967) 1
7. S.A. Cox; Nucl. Inst. and Meth. 56 (1967) 245
8. R.L. Clarke and W.G. Cross; Nucl. Phys. 53 (1964) 177
9. P.H. Stelson, R.L. Robinson, H.J. Kim, J. Rapaport and
G.R. Satchler; Nucl. Phys. 68 (1965) 97
10. F.D. Becchetti, Jr., and G.W. Greenbees; Phys. Rev.
182 (1969) 1190
11. B. Buck; Phys. Rev. 130 (1963) 712
12. M. Berg; Jahresber. d. Phys. Inst. Erlg. (1972) 261
13. M. Berg, K. Thomas; Jahresber. d. Phys. Inst. Erlg.
(1971) 191
14. U. Abbondanno and M. Lagonegro; Lettere al Nuovo
Cimento (1970) 735

15. R. de Szviniarski, C. Glashausser, D.L. Hendrie,
J. Sherman, A.D. Backer, and E.A. Mc Clatchie;
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 317
16. T. Stovall and N.M. Hintz; Phys. Rev. 135 (1964) B 330
17. R.W. Barnard and G.D. Jones; Nucl. Phys. A 108 (1968) 655
18. G.M. Crawley and G.T. Garvey; Phys. Rev. 160 (1967) 981
19. K. Thomas; Dissertation, Erlangen 1971
20. H.R.E. Tjin, A. Djie, K. Mulder, F. Udo, A. Groneveld,
L.A.Ch. Koerts; Nucl. Phys. A 134 (1970) 113
21. G. Mairle, V. Schmitdt-Rohr and G.J. Wagner and
P. Turck; Nucl. Phys. A 115 (1968) 570
22. M.C. Mermaz, C.A. Whitten, Jr., and D.A. Bromley;
Phys. Rev. 187 (1969) 1466
23. K.A. Eberhard and D. Robson; Phys. Rev. C 3 (1971) 149
24. J. Kokame, K. Fukunaga and H. Nakamura; Phys. Lett. 20
(1966) 672
25. B. Tatischeff and I. Brissaud; Nucl. Phys. (1970) 89
26. H. Rebel; Bericht Nr. KFK ~~1397~~ des Kernforschungszentrums
Karlsruhe (1971)
27. A. Nakada and Y. Torizuka; Phys. Soc. Jap. 32 (1972) 1
28. Y. Horikawa, Y. Torizuka, A. Nakada, S. Mitsunobu,
Y. Kojima and M. Kimura; Phys. Lett. 36 B (1971) 9

29. O. Häusser, T.K. Alexander and C. Broude; Can. J. Phys. .
(1968) 1035
30. K. Nakai, J.L. Québert, F.S. Stephens and R.M. Diamond;
Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 903
31. D. Pelte, O. Häusser, T.K. Alexander, B.W. Hooton and
H.C. Evans; Phys. Lett. 29 B (1969) 660
32. J.B. Birks: "The Theory and Practice of Scintillation
Counting", Pergamon Press Oxford 1964
33. H. Neuert: " Kernphysikalische Meßverfahren"
Verlag G. Braun Karlsruhe 1965

Ich danke Herrn Priv. Doz. Dr. A. Hofmann, für die Überlassung dieser Arbeit, sein großes Interesse und seine vielen wertvollen Ratschläge.

Zu besonderem Dank bin ich auch Herrn Dr. G. Philipp verpflichtet für dessen Hilfe und Beratungen bei der Auswertung der Meßergebnisse. Mein Dank gilt ferner Herrn Dipl.-Phys. R. Stolle und Herrn Dipl.-Phys. R. Hoffmann, deren kameradschaftlicher Einsatz während der Messungen wesentlich zum Gelingen des Experiments beigetragen hat.

Ich bedanke mich weiterhin bei den Herren der mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn G. Heimpel und Herrn G. Muhr für ihre stete Hilfsbereitschaft bei der Lösung technischer Probleme.



Lebenslauf

Gerhard Joppich: geb. 21. 6. 43 in Luckenwalde/
Mark Brandenburg.

Eltern: Oberstudienrat Gerhard Joppich
und Ehefrau Margarete Joppich
geb. Schnell

Familienstand: ledig

Schulen: 1950-1952 Volksschule in Luckenwalde
1952-1954 Volksschule in Nürnberg
1954-1959 Neues Gymnasium, Nürnberg
1959-1963 Gymnasium Fridericianum,
Erlangen

Studium: 1963-1969 Physik an der Universität
Erlangen-Nürnberg bis zum
Diplom. Von da an Dokto-
rand am Physik. Inst. I
der Universität Erlangen-
Nürnberg

Erlangen, den 1. 11. 1973

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990